PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1912. Redaktionsschluß für No. 15 am 13. Juli 1912. 13. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Herweg, Schwingungen und Hysteresis bei Glimmentladung. S. 633.

W. Dziewulski, Beitrag zur Kenntnis der Dispersion des magneto-optischen Kerreffekts bei senkrechter Inzidenz. S. 642.

H. C. Jones u. J. S. Guy, Die Absorptionsspektren wäßriger Lösungen von Neodym- und Praseodymsalzen, mit dem Radiomikrometer gemessen. S. 649.

A. Esau, Über die Messung der Selbstinduktion und Kapazität von Luftleitern. S. 658.

E. Hensel, Ionendiffusion in Röhren aus verschiedenem Material. S. 666.

G. v. Hevesy, Über den Zusammenhang zwischen den chemischen Eigenschaften der Radioelemente und der Reihenfolge radioaktiver Umwandlungen. S. 672.

F. Streintz, Über den Widerstand zwischen Metall und Kristall an ebenen Grenzflächen. 2. Mitteilung. S. 673.

A. Wigand u. F. Schwab, Über die Untersonne und den Sonnenhalo von 22° Radius, mit Messungen und photographischen Aufnahmen vom Ballon aus. S. 677.

A. Brommer, Luftelektrische Messungen während der Sonnenfinsternis am 17. April 1912. S. 684.

W. S. Gripenberg, Selenzelle hoher Empfindlichkeit. S. 686.

Besprechungen:

H. Weber, Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik. II. S. 687.

P. Drude, Lehrbuch der Optik. Französische Ausgabe. I. S. 688.

Berichtigung. S. 688.

Tagesereignisse. S. 688.

Personalien. S. 688.

Gesuche. S. 688.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Schwingungen und Hysteresis bei Glimmentladung.

Von J. Herweg.

Während die Arbeiten über Schwingungen und Hysteresis im Lichtbogen, wenn man sie sammelte, bereits Bände füllen würden, ist die Glimmentladung nach dieser Richtung äußerst stiefmütterlich behandelt. Der Grund hierfür ist leicht einzusehen. Den Ansporn für die Arbeiten über den schwingenden Lichtbogen gab die Technik; sie brauchte schnelle, ungedämpfte Schwingungen für die drahtlose Telegraphie, und der größere Teil der Arbeiten läuft darauf hinaus, zu untersuchen, wie man mit Hilfe des Lichtbogens derartige in der Technik brauchbare Schwingungen erzeugen kann.

Ganz anders liegt die Sache bei der Glimmentladung. Daß auch bei der Glimmentladung Schwingungen auftreten können, ist schon längere Zeit bekannt[1]); eingehende Untersuchungen fehlen aber, und zwar offenbar aus dem Grunde, weil man von vornherein sagen konnte, daß diese Schwingungen bei ihrer geringen Energie niemals in der Praxis eine Rolle spielen würden. Diese große Lücke wird nur zum Teil ausgefüllt durch eine Arbeit von Wertheimer über Strom- und Spannungsverlauf an Röntgenröhren[2]). Der Verfasser findet für das Gebiet der Glimmentladung Charakteristiken, die auf eine starke Hysteresis hindeuten; die Frage aber nach der Ursache dieser für die Schwingungen so sehr wichtigen Hysterese wird nur durch Vermutungen beantwortet. —

Die vorliegende Arbeit soll dazu dienen, einen weiteren Teil dieser Lücke auszufüllen. Die Beobachtungen beschränken sich auf ein Gebiet von 5 mm Hg bis zu Bruchteilen eines Millimeters, ein Gebiet, in dem die Erscheinungen der Glimmentladung leicht charakteristisch zu erhalten und leicht meßbar zu verfolgen sind.

Der historischen Entwicklung nach, will ich die Arbeit in drei Abschnitte teilen:

1. Prüfung der Kaufmannschen Formel,
2. die Art der auftretenden Schwingungen,
3. Ursache der Hysteresis.

I. Prüfung der Kaufmannschen Formel.

Für einen Stromkreis, wie er in Fig. 1 dargestellt ist, hat Kaufmann die bekannte Stabilitätsgleichung

$$\frac{1}{CW}+\frac{1}{l}\frac{\partial E}{\partial i}\geq 0$$

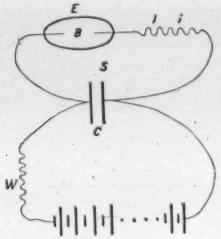
aufgestellt.

Dieser Ausdruck besagt, daß in dem Kreise S Schwingungen unmöglich sind, solange

$$\frac{1}{CW}+\frac{1}{l}\frac{\partial E}{\partial i}\geq 0,$$

1) K. W. Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger, S. 96. Leipzig, S. Hirzel 1910.

2) Dissertation, Göttingen 1911. (Auch im Buchhandel bei S. Hirzel in Leipzig.)



E = Spannung an der Gasstrecke B,
l = Selbstinduktion,
C = Kapazität,
i = Stromstärke im Schwingungskreise S,
W = Vorschaltwiderstand.

Fig. 1.

daß dagegen Schwingungen eintreten können, wenn die linke Seite $\lesseqgtr 0$ wird.

Die Prüfung dieser Formel läßt sich am einfachsten in der Weise durchführen, daß man zunächst bei genügend kleinem Vorschaltwiderstand W für eine kontinuierliche Entladung in dem Kreise S sorgt, darauf wird W allmählich vergrößert, bis Schwingungen einsetzen. Für den Moment des Eintritts soll dann nach Kaufmann gelten:

$$\frac{1}{CW} + \frac{1}{l}\frac{\partial E}{\partial i} = 0$$

oder

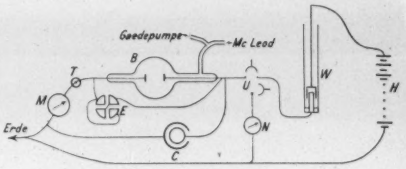
$$\frac{\partial E}{\partial i} = -\frac{l}{CW},$$

d. h. die Charakteristik der Gasstrecke muß fallen, und zwar muß das Gefälle einen ganz bestimmten Wert $-\frac{l}{CW}$ erreicht haben, damit Schwingungen eintreten können.

Die Versuchsanordnung zur Prüfung dieses Satzes ist aus Fig. 2 zu ersehen.

Das Entladungsrohr B war bei diesen Versuchen eine Glaskugel von 12 cm Durchmesser, um störende Wandladungen zu vermeiden, die Elektroden Aluminiumplatten, deren Zuleitungsdrähte in Glasröhren eingeschlossen waren.

Die Elektroden wurden vor den Messungen durch starke Entladung bei niedrigem Druck von den okkludierten Gasen befreit. Diese Maßregel erwies sich als durchaus notwendig, da die ausströmenden Gase eine diskontinuierliche Entladung vortäuschen oder doch wenigstens durch Änderung von i eine genaue Bestimmung von $\frac{\partial E}{\partial i}$ unmöglich machen konnten.



H = Hochspannungsbatterie 1000 Volt,
W = Jodkadmiumvorschaltwiderstand, vom Beobachtungsplatz zu betätigen,
U = Umschalter,
C = große Leidener Flasche,
E = Zeigerquadrantenelektrometer in Doppelschaltung, Nadel und ein Quadrantenpaar geerdet,
T = Telephon,
M = Milliamperemeter, 1 Skt. = 10^{-4} Amp.,
N = Milliamperemeter zur Messung des Vorschaltwiderstandes.

Fig. 2.

Zunächst wurde nur geprüft, ob $\frac{\partial E}{\partial i}$ beim Einsetzen der Schwingungen stets negativ ist.

Die Beobachtungen verlaufen auf dem oben angeführten Wege: Herstellung einer kontinuierlichen Entladung, dann Vergrößerung des Vorschaltwiderstandes bei gleichzeitiger Ablesung von Stromstärke und Spannung, bis die diskontinuierliche Entladung einsetzt. Das Einsetzen wurde zuerst mit Telephon, später einfach durch das plötzliche Ansteigen der Spannung oder mit dem Saitenelektrometer beobachtet.

Aus der Reihe von Tabellen, die unter verschiedenen Bedingungen aufgenommen wurden, will ich hier als charakteristisch nur zwei anführen.

Die Kapazitäten waren im Fall 1 zwei große Leidener Flaschen von etwa 7×10^{-9} Farad, im Fall 2 $3{,}4 \times 10^{-9}$ Farad, also halb so groß. Selbstinduktion in beiden Fällen nur die des Drehspulmilliamperemeters: Druck 3,4—3,9 mm

Tabelle 1.

i in Milliampere	E in Volt
36	342
28	339
20	336
12	332
8	331
4	328
2	326
1,8	328
1,7	329 *)

*) Eintritt der diskontinuierlichen Entladung.

Tabelle 2.

i in Milliampere	E in Volt
4	490
2	460
1	440
0.8	435
0.6	437
0.5	439
0.4	441 *)

*) Eintritt der diskontinuierlichen Entladung.

Hg. Aus beiden Tabellen geht hervor, daß wirklich die diskontinuierliche Entladung erst einsetzt, nachdem $\frac{\partial E}{\partial i}$ negativ geworden ist, oder mit anderen Worten, wenn mit steigender Spannung die Stromstärke abnimmt. Die aus den Tabellen konstruierten Charakteristiken haben folgenden Verlauf.

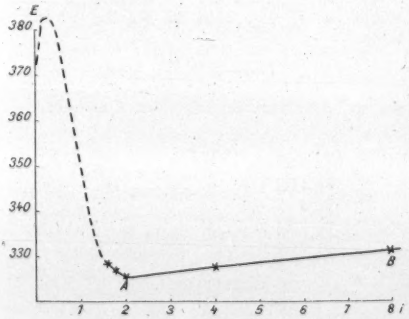


Fig. 3.

Der punktierte Teil der Kurve in Fig. 3 ist zur Orientierung willkürlich eingezeichnet. Er soll nur angenähert den weiteren Verlauf der Charakterisik darstellen.

Die beiden Kurven in Fig. 3 und Fig. 4 unterscheiden sich nun wesentlich durch die verschiedene Steigung des steigenden Teils der Charakteristik $A-B$. Dies liegt an der Form der Kathode.

Die Charakteristik der Fig. 3 wurde mit einer Kathode aufgenommen, an der sich das Glimmlicht beliebig ausbilden konnte, ohne daß, wenigstens im Bereich der angegebenen Stromstärken, die Oberfläche der Kathode ganz bedeckt war, d. h. der Kathodenfall war normal.

Anders in Fig. 4. Dort war in dem Bereich von A bis B die teilweise von einer Glashülle

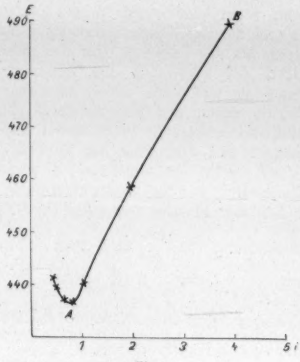


Fig. 4.

umgebene Kathode ganz vom Glimmlicht bedeckt, der Kathodenfall also anomal.

Auf Grund dieses allgemein bekannten Gesetzes, daß in dem Gebiet des anomalen Kathodenfalls die Charakteristik stets steigend ist, können wir nun schon folgenden Satz aussprechen:

Durch Vergrößerung des Vorschaltwiderstandes können in einem Kreise mit Glimmentladung Selbstinduktion und Kapazität, Schwingungen erst dann eintreten, wenn die Kathode nicht mehr ganz mit Glimmlicht bedeckt ist, d. h. wenn der Kathodenfall normal geworden ist.

Um Irrtümer zu vermeiden, sage ich „durch Vergrößerung des Vorschaltwiderstandes"; denn nehmen wir den Fall, wir hätten eine Glimmentladung ohne Schwingungskreis, bei der das Glimmlicht die ganze Kathode bedeckt. Wenn wir jetzt parallel zum Entladungsrohr eine größere Kapazität und Selbstinduktion einschalten, so kann beim Einschalten die Spannung am Rohr so weit sinken, daß man in das Gebiet des normalen Kathodenfalls kommt, und die Schwingungen können eintreten.

Nun zu den eigentlichen Messungen. Aus Gründen, die später klar werden, wurde die Selbstinduktion l in der Kaufmannschen Formel als Unbekannte behandelt.

Nach l aufgelöst, haben wir für den Moment des Eintritts der Schwingungen

$$l = -CW\frac{\partial E}{\partial i}.$$

Die Größen der rechten Seite sind experimentell zu bestimmen. Der Verlauf der Messung war wieder der, daß zunächst eine kontinuierliche Entladung hergestellt wurde; dann wurde durch Vergrößerung des Widerstandes die Stromstärke i

stets um einen bestimmten kleinen Betrag geändert und die zugehörige Spannung E immer abgelesen, bis das Telephon oder das plötzliche Ansteigen der Spannung das Einsetzen der Schwingungen andeutete. Sofort nach dem Eintritt wurde durch den Umschalter U (Fig. 1) das Milliamperemeter N eingeschaltet und aus Stromstärke und Spannung der Batterie (stets 1000 Volt) der Vorschaltwiderstand W bestimmt. Die Kapazität C war bei diesen Messungen eine große Leidener Flasche von $3{,}4 \times 10^{-9}$ Farad.

Zur Bestimmung von $\frac{\partial E}{\partial i}$ muß man sich natürlich mit $\frac{\Delta E}{\Delta i}$ begnügen, doch verläuft die Charakteristik an der in Betracht kommenden Stelle so geradlinig, daß durch diese Einschränkung kein merklicher Fehler entsteht.

Die Messungen wurden ausgeführt für getrocknete Luft und Wasserstoff, die Resultate sind in den Tabellen 3—5 enthalten. Beobachtet wurde jetzt natürlich nur auf dem fallenden Teil der Charakteristik. Die Beobachtungen unter a und b wurden nacheinander unter denselben Bedingungen gemacht. Die Unterschiede rühren wohl von Temperaturänderungen her, die, wie wir später sehen werden, eine große Rolle spielen.

Tabelle 3.

Luft. Druck 2,2 mm Hg. $C = 3{,}4 \times 10^{-9}$ Farad.

a		b	
i Milliamp.	E Volt	i Milliamp.	E Volt
1,4	312,4 ^{2}	1,1	317,2 ^{1,4}
1,3	314,4 ^{2,5}	1,0	318,6 ^{1,4}
1,2	316,9 ^{3,1}	0,9	320,0 ^{1,4}
1,1	320,0 ^{2,5}		
1,0	322,2 ^{1,7}		
0,9	324,5		

Kritischer Widerstand für a $= 7{,}7 \times 10^{5}$ Ohm,
„ b $= 8{,}3 \times 10^{5}$ „ .
$\Delta i = 0{,}1 \times 10^{-3}$ Ampere,
ΔE für den kritischen Punkt für a $= 1{,}7$ Volt,
„ b $= 1{,}4$ „ .

Tabelle 4.

Luft. Druck 5 mm. $C = 3{,}4 \times 10^{-9}$ Farad.

a		b	
i Milliamp.	E Volt	i Milliamp.	E Volt
1,1	342	1,6	352 ^{3}
1,0	344,7 ^{2,7}	1,4	355 ^{3}
0,9	447,4 ^{2,7}	1,3	358 ^{3}
0,8	350 ^{9,6}		

$\Delta i = 0{,}1 \times 10^{-3}$ Ampere.
a) $\Delta E = 2{,}6$ Volt, $W = 9 \times 10^{5}$ Ohm,
b) $\Delta E = 3$ „ , $W = 4{,}8 \times 10^{5}$ „ .

Tabelle 5.

Wasserstoff.

Druck 6,3 mm. $C = 3{,}4 \times 10^{-9}$ Farad.

a		b	
i Milliamp.	E Volt	i Milliamp.	E Volt
2	273	2	273
1,5	272	1,5	273
1	273 ^{0,7}	1	275,5 ^{1}
0,9	273,7	0,9	276,5

$\Delta i = 0{,}1 \times 10^{-3}$.
a) $\Delta E = 0{,}7$, $W = 8{,}7 \times 10^{5}$,
b) $\Delta E = 1$, $W = 9{,}1 \times 10^{5}$.

Setzt man die aus den Tabellen entnommenen Werte von ΔE und Δi, sowie die angegebenen Werte von W und C in die Kaufmannsche Formel

$$l = -CW\frac{\Delta E}{\Delta i}$$

ein, so erhält man die folgenden Resultate:

Luft.

l (Henry)
a) 44,4 } Druck 2,2 mm Hg,
b) 39,5 }
a) 79,4 } Druck 5 mm Hg.
b) 27,0 }

Wasserstoff.

l (Henry)
a) 20,7 } Druck 6,3 mm Hg.
b) 30,9 }

Wenn die Kaufmannsche Formel ohne Einschränkung anwendbar wäre, so müßte diese aus den Messungen berechnete Selbstinduktion identisch sein mit der im Schwingungskreis vorhandenen. Das ist aber keineswegs der Fall. Die vorhandene Selbstinduktion war die des Milliamperemeters und diese beträgt höchstens $^{1}/_{100}$ Henry, ist also von einer ganz anderen Größenordnung. Daß die Selbstinduktion des Milliamperemeters wirklich zu vernachlässigen ist, ergab sich aus einer Beobachtungsreihe ohne Milliamperemeter im Schwingungskreise. Die Resultate waren im wesentlichen dieselben.

Dieser außerordentlich große Wert für l läßt sich nur erklären durch eine auch bei der Glimmentladung, ähnlich wie beim Lichtbogen, auftretenden Hysterese. Simon und seine Schüler haben gezeigt, daß die Lichtbogenhysterese sich

ganz verhält, wie eine Selbstinduktion, besonders hinsichtlich ihres Einflusses auf die Schwingungszahl der entstehenden Schwingungen.

Mit einer derartigen scheinbaren Selbstinduktion haben wir es hier nun offenbar auch zu tun. Das l der Kaufmannschen Gleichung setzt sich zusammen aus der Selbstinduktion außerhalb der Röhre plus der Hysteresis in der Röhre. Diese Hysterese wäre in unseren Fällen einer Selbstinduktion von 20—80 Henry äquivalent.

Bei der Betrachtung der auftretenden Schwingungen im folgenden Abschnitt werden wir auch wieder auf eine derartig starke Hysteresis stoßen.

II. Art der auftretenden Schwingungen.

In dem anfangs angegebenen Druckgebiet habe ich unter möglichster Variation von Selbstinduktion und Kapazität bei einer Glimmentladung nur Schwingungen erster und zweiter Art gefunden. Mitunter auftretende Schwingungen dritter Art (bei denen Rückzündung stattfindet) waren nach meinen Beobachtungen stets verbunden mit einem Übergang der Glimmentladung zum Lichtbogen.

A. Die Schwingungen erster Art.

Unter Schwingungen erster Art versteht man ja bekanntlich Schwingungen, denen ein konstanter Gleichstrom übergelagert ist, bei denen also der nahezu sinusförmige Strom niemals Null wird. Diese Schwingungen, die beim Lichtbogen leicht eintreten, sind in dem von mir benutzten Druckgebiet nicht so ganz einfach zu bekommen.

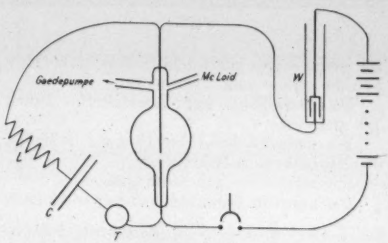
Sie treten sehr schwer auf in Luft, leichter in Wasserstoff und besonders in Stickstoff. Offenbar spielt die Reinheit der Elektrodenoberfläche hier eine Rolle. Bei der Untersuchung dieser Schwingungen wurde daher fast ausschließlich ein Rohr mit Stickstoffüllung benutzt. Auch die Form der Elektroden scheint von Wichtigkeit. Besonders günstig erwiesen sich drahtförmige Elektroden, wie sie im Glimmlichtoszillographen benutzt werden. Der Grund hierfür liegt wohl in der Temperaturerhöhung, die bei drahtförmigen Elektroden natürlich viel größer ist als etwa bei Platten, und die bei diesen Erscheinungen, wie wir im letzten Abschnitt sehen werden, eine große Rolle spielt.

Besonders interessierte mich bei diesen Schwingungen die Schwingungszahl, da man aus ihrer Abweichung von der durch die Formel

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{lC}}$$

gegebenen wieder einen Rückschluß auf die Hysterese machen kann.

Die Anordnung, die ich zu diesen Messungen benutzte, ist in Fig. 5 skizziert.



l = eisenfreie Spulen von verschiedener Windungszahl,
C = Glasplatten-, Glimmer- oder Papierkondensator,
T = Telephon oder Saitengalvanometer,
W = Jodkadmiumwiderstand.

Fig. 5.

Der benutzte Stickstoff wurde mittels Chlorkalzium und Phosphorpentoxyd getrocknet und durch glühendes Kupfer vom Sauerstoff befreit.

Die Schwingungen wurden in der Weise hervorgerufen, daß, ausgehend von einer kontinuierlichen Entladung, der Vorschaltwiderstand langsam vergrößert wurde, bis die Schwingungen einsetzten. Es zeigte sich nun, daß die Schwingungen erster Art nur in einem ganz eng begrenzten Bereich des Vorschaltwiderstandes zu erhalten waren. Sobald dieser etwas zu groß wurde, sprangen die Schwingungen erster Art in die zweite Art um, was sich im Telephon durch ein Umschlagen des Tones aus einem angenehmen leisen in einen lauten und infolge der vielen Obertöne scharfen Ton bemerkbar machte. Dieser Bereich war so klein, daß häufig, wenn der Vorschaltwiderstand nicht mit der nötigen Vorsicht geändert wurde, sofort die Schwingungen zweiter Art auftraten. Im übrigen geschieht der Übergang von den Schwingungen erster Art zu denen zweiter Art, wie schon oben angedeutet, stets sprungweise, niemals stetig.

Dasselbe gilt für den Lichtbogen, wie K. W. Wagner[1]) gezeigt hat.

Ich komme nun zu der Bestimmung der Schwingungszahlen dieser Schwingungen erster Art. Für die exakten Messungen wurde ein Saitengalvanometer benutzt. Die Schwingungen wurden auf einer rotierenden Trommel photographisch registriert. Als Zeitschreiber diente das Schattenbild eines an der Zinke einer Stimmgabel befestigten dünnen Aluminiumdrahtes. Fig. 6 zeigt eine derartige Aufnahme.

1) Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger, S. 47. Hirzel, Leipzig.

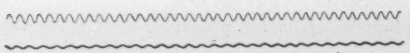


Fig. 6.

Die obere Kurve rührt vom Saitengalvanometer her, die untere vom Zeitschreiber.

Die Gasfüllung war Wasserstoff. Druck 1,8 mm.

Die Selbstinduktion betrug rund 1 Henry, die Kapazität 0,12 Mikrofarad.

Stimmgabel = 320 Schwingungen.

Die aus Selbstinduktion und Kapazität nach der Formel $n = \frac{1}{2\pi\sqrt{lC}}$ berechnete Schwingungszahl beträgt 460. Durch Vergleich mit der Stimmgabel ergibt sich 410.

Die Schwingungszahl ist also erheblich kleiner, als sie sich aus der Thomsonschen Formel berechnet. Der Grund hierfür ist wieder zu suchen in der starken Hysterese, die uns schon bei der Prüfung der Kaufmannschen Formel entgegentrat. Eine Theorie über den Einfluß der Hysterese auf die Schwingungszahl der Schwingungen erster Art beim Lichtbogen ist von Riecke ausgearbeitet[1]). Er zeigt, daß nur unter Berücksichtigung der Lichtbogenhysterese sich die Verkleinerung der Schwingungszahl erklären läßt. Offenbar gilt für die Glimmentladung dasselbe.

Wir wollen nun sehen, wie sich die Hysterese mit der Schwingungszahl ändert. Zur Prüfung dieser Frage wurden die Schwingungszahlen bei abnehmenden Kapazitäten bestimmt. Die Tabelle 6 gibt die berechneten und experimentell bestimmten Werte bei den angegebenen Kapazitäten. Die Selbstinduktion betrug 1 Henry. Gasfüllung Wasserstoff, Druck 3,5 mm.

Tabelle 6.

Selbstinduktion 1 Henry.

Kapazität in Mikrofarad	Schwingungszahl	
	berechnet	beobachtet[2])
0.66	196	192
0.34	273	266
0.12	460	415
0.047	736	640

Aus der Tabelle geht hervor, daß bei sehr kleinen Schwingungszahlen die beobachteten Werte nahezu mit den nach der Thomsonschen Formel berechneten übereinstimmen, daß dagegen schon von etwa 300 Schwingungen an die Hysterese stark hervortritt und mit wachsender Schwingungszahl zunimmt. Weiter läßt sich leicht berechnen, daß bei 736 Schwingungen die Hysterese schon denselben Einfluß auf die Schwingungszahl ausübt, wie eine Selbstinduktion von $^1/_3$ Henry. Bestimmt man durch Extrapolation die Größe der Hysterese für Selbstinduktion und Kapazität, wie sie bei der Prüfung der Kaufmannschen Formel verwendet wurden, so stößt man tatsächlich auf die dort gefundenen Größenordnungen.

Dieses außerordentlich starke Anwachsen der Hysterese läßt nun außerdem den Schluß zu, daß man, wie beim Kohlelichtbogen, auch bei der Glimmentladung mit der Schwingungszahl nicht über eine bestimmte Grenze wird kommen können.

Beim Kohlelichtbogen liegt diese Grenze, wie Simon aus der Änderung der Charakteristik mit wachsender Schwingungszahl geschlossen hat, bei etwa 50000 Perioden pro Sekunde.

Leider war es nicht möglich, einwandfreie Charakteristiken von den Glimmentladungsschwingungen aufzunehmen. Ich habe mich lange mit der Braunschen Röhre abgemüht, mußte sie aber aus demselben Grunde, wie Wertheimer[1]), aufgeben: die genaue Spannungsmessung stößt vorläufig auf nicht zu überwindende Schwierigkeiten.

Auch Versuche mit Saitengalvanometer und Elektrometer führten zu keinem Resultate, da bei schwacher Spannung die Saite den schnelleren Schwingungen nicht folgte, bei starker Spannung die Empfindlichkeit, wenigstens beim Galvanometer, nicht ausreichte.

Oszillographen kommen natürlich wegen der Stromentnahme für die Spannungsmessung überhaupt nicht in Betracht.

Die Fig. 7 zeigt zwei Stromspannungskurven, wie sie an der Braunschen Röhre zu beobachten waren, *a* bei kleinen, *b* bei größeren Schwingungszahlen.

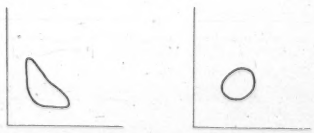


Fig. 7.

Nach diesen Figuren scheint wirklich mit wachsender Schwingungszahl die Charakteristik aus einer fallenden in eine steigende überzugehen, wie es Simon[2]) beim Lichtbogen ge-

1) E. Riecke, Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Klasse, 1907.

2) Die Schwingungszahl ist in geringem Maße vom Vorschaltwiderstand abhängig. Es wurde stets die größte Zahl genommen.

1) l. c., S. 4, Leipzig 1911.

2) Simon, diese Zeitschr. 7, 433, 1906.

funden hat, doch möchte ich aus den oben angeführten Gründen diese Beobachtungen nicht als ganz sicher hinstellen.

Die Tabelle 7 enthält eine Reihe von Beobachtungen in Stickstoff.

Tabelle 7.

Schwingungszahlen	
berechnet	beobachtet
85,5	70,2
123,4	84,8
172	133
292	205
353	250

Die Hysterese ist hier größer wie in Wasserstoff. Dies würde sich aus der großen Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs, genau wie beim Lichtbogen, erklären, wenn bei der Glimmentladung der Grund der Hysteresis auch in einem Wärmeeffekt zu suchen ist. Wir werden im letzten Abschnitt sehen, daß dies der Fall ist.

Übrigens muß ich hier einschränkend bemerken, daß die beiden Reihen nicht unter denselben Bedingungen aufgenommen wurden. Die Schwingungen in Wasserstoff wurden an Plattenelektroden, die in Stickstoff an Stabelektroden beobachtet, doch dürfte die Wärmeableitung in beiden Fällen ungefähr dieselbe gewesen sein. Überhaupt ist es vorläufig noch fast unmöglich, vergleichende Versuche anzustellen, da das Eintreten der Schwingungen erster Art offenbar noch von vielen unkontrollierbaren Nebenumständen (Oberfläche der Elektroden, Reinheit des Gases usw.) abhängt. Weitere Untersuchungen müßten zunächst diese sehr schwer anzupackenden Begleiterscheinungen klar legen.

B. Die Schwingungen zweiter Art.

Während die Schwingungen erster Art nur schwierig zu erhalten sind, ist dies bei den Schwingungen zweiter Art (Schwingungen, bei denen die Stromstärke eine Zeitlang null, aber nicht negativ wird) nicht der Fall: sie treten immer auf, wenn man den Vorschaltwiderstand nur groß genug wählt. Die Form dieser Schwingungen ist identisch mit den Formen, wie sie beim Lichtbogen erhalten werden. Die Fig. 8 zeigt eine Strom- und Spannungskurve, wie ich sie nach Aufnahmen mit Saitenelektrometer und Galvanometer gezeichnet habe.

Der einzige Unterschied liegt darin, daß die Spannung an der Kapazität nicht negativ wird, wie es beim Lichtbogen der Fall sein kann. Dies hat seinen Grund in dem großen Widerstand der Entladungsstrecke und der dadurch

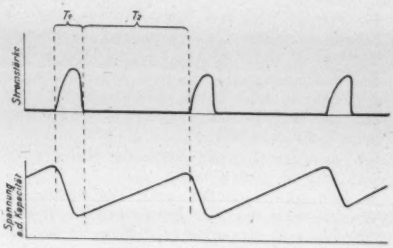


Fig. 8.

bedingten starken Dämpfung. Natürlich können, wenn die Spannung nicht negativ wird, auch keine Rückzündungen (Schwingungen dritter Art) eintreten.

Tatsächlich habe ich auch bei der reinen Glimmentladung Schwingungen dritter Art nicht beobachtet. Nur wenn bei großen Kapazitäten die Glimmentladung in den Lichtbogen überging, traten Rückzündungen ein.

Es wäre wohl denkbar, auch bei Glimmentladung Schwingungen dritter Art zu erregen, wenn man sehr große Selbstinduktionen im Schwingungskreise verwenden würde.

Für den Quotienten $\frac{T_2}{T}$, wo T_2 die Ladungszeit des Kondensators und T die Dauer der Eigenperiode des Kondensatorkreises ist, gilt auch derselbe Satz wie beim Lichtbogen: Der Quotient hat eine obere und untere Grenze, zwischen denen Schwingungen zweiter Art möglich sind[1]). Wird $\frac{T_2}{T}$ zu klein, so gehen die Schwingungen zweiter Art sprungweise in die erster Art über oder die Glimmentladung wird einfach inaktiv, ohne daß Schwingungen erster Art auftreten. Wird $\frac{T_2}{T}$ zu groß, so findet Übergang in den Lichtbogen und möglicherweise Rückzündung statt. Doch kann $\frac{T_2}{T}$ beträchtliche Werte annehmen, ehe der letztere Fall eintritt; so habe ich wiederholt beobachtet, daß die einzelnen Entladungen erst nach sekundenlangen Pausen einander folgen. Da uns im übrigen diese Schwingungen zweiter Art nichts Neues aussagen können über die besonders interessierende Hysterese, so will ich mich auf diese kurzen Betrachtungen beschränken.

III. Ursache der Hysteresis.

Das Wort „Hysteresis" ist von Simon

1) Wagner, Lichtbogen als Wechselstromerzeuger, S. 46—49.

für gewisse Vorgänge beim Wechselstromlichtbogen eingeführt. Er bezeichnet damit eine Eigenschaft des letzteren, die sich darin äußert, daß der ansteigende Teil der Charakteristik im allgemeinen auf höheren Spannungswerten verläuft als der fallende. Der Grund hierfür liegt beim Lichtbogen im negativen glühenden Krater, die Temperatur und damit die Leitfähigkeit hinkt der Spannung nach.

Nun geht aus den Charakteristiken, die Wertheimer mit der Joubertschen Scheibe aufgenommen hat, sowie aus meinen Messungen der Schwingungszahlen hervor, daß auch bei der Glimmentladung eine derartige Hysterese vorhanden ist, und zwar hat sie, wie der Unterschied zwischen berechneter und beobachteter Schwingungszahl zeigt, ganz beträchtliche Werte. Ein negativer Krater von hoher Temperatur fehlt, woher stammt nun diese merkwürdige Hysteresis? Man könnte meinen, daß die Trägheit der Ionen eine Rolle spielt. Diese Meinung muß man aber aufgeben, wenn man bedenkt, daß die Geschwindigkeit der Ionen bei den untersuchten Drucken in einem Felde von 1 Volt/cm bereits einige Kilometer in der Sekunde beträgt und die Hysterese doch schon bei recht kleinen Periodenzahlen (50 bei Wertheimer) sehr stark auftritt.

Ich will im folgenden zeigen, daß es sich bei der Glimmentladungshysterese auch um einen Temperatureffekt handelt. Zum Beweise führe ich folgende Versuche an: In einer Röhre R (Fig. 9) mit drahtförmiger Kathode (Glimmlicht-

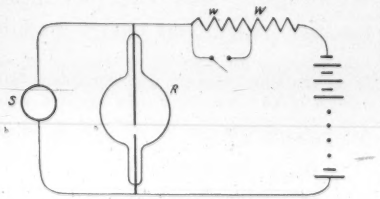


Fig. 9.

oszillograph) bedecke das Glimmlicht die Kathode bis zu einem bestimmten Punkte. Durch plötzliches Kurzschließen eines Teiles w des Vorschaltwiderstandes W werde das Glimmlicht gezwungen, sich auszudehnen. Mit Hilfe des Saitenelektrometers S werde die Spannung an R gemessen. Im Moment des Kurzschließens steigt plötzlich die Spannung an, um sofort wieder herabzusinken. Gleichzeitig beobachtet man während der Spannungserhöhung ein Aufleuchten des Kathodenglimmlichts, das seine normale Lichtstärke wieder erreicht, wenn es seine neue, dem kleineren Widerstand entsprechende Länge angenommen hat. Das Glimmlicht dehnt sich also nicht momentan aus, sondern es wächst zunächst, wie aus dem Aufleuchten und der Spannungserhöhung hervorgeht, die Stromdichte in dem bereits vorhandenen Teil, dann erst dehnt es sich aus unter gleichzeitigem Sinken von Spannung und Stromdichte.

Es tritt nun die Frage an uns heran, warum das Glimmlicht in seiner Längenausdehnung nicht momentan der Widerstandsänderung folgt. Unter Berücksichtigung noch der Tatsache, daß dieses Ansteigen der Spannung und Aufleuchten des Glimmlichts nur in viel schwächerem Grade auftritt, wenn man den Versuch einige Male schnell hintereinander ausführt, bleibt nur ein Temperatureffekt als Erklärung übrig. Es sei AB die Kathode, und das Glimmlicht bedecke zunächst den Teil AD (Fig. 10.) Dann herrscht in dem Bereich AD eine viel höhere Temperatur wie in dem Bereich DC. Ich habe mit einem Thermoelement aus Eisen-Konstantan die Temperaturen bei Stromstärken von $^1/_{10}$ bis

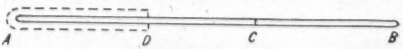


Fig. 10.

$^1/_{100}$ Ampere gemessen und für den Bereich AD mehrere hundert Grad gefunden. Die Temperaturdifferenz ist um so größer, je kleiner das Wärmeleitvermögen der Kathode und des umgebenden Gases ist. Entsprechend der höheren Temperatur herrscht im Bereich AD eine kleinere Gasdichte wie in dem Bereich DC.

Nun wissen wir, daß bis zu einem bestimmten kritischen Druck, der durch die Dimension der Röhre und die Anordnung der Kathode gegeben ist, zu einer kleineren Gasdichte ein niedrigeres Entladungspotential gehört. Wenn also das Glimmlicht sich bis C ausdehnen soll, muß zunächst die Spannung steigen. Darauf dehnt sich das Glimmlicht aus, die Spannung sinkt wieder auf ihren alten Wert oder sogar einen etwas niedrigeren, da die Gesamttemperatur höher geworden ist. Geht man nun mit der Stromstärke wieder zurück, so behält die Spannung infolge der noch vorhandenen hohen Temperatur ihren niedrigeren Wert bei.

Es ist nicht notwendig, anzunehmen, daß der Kathodenfall sich bei diesen Vorgängen ändert, solange nicht die ganze Kathode vom Glimmlicht bedeckt ist. Die beobachtete Änderung der Elektrodenspannung wird hervorgerufen durch Änderung des Gefälles im negativen Glimmlicht und eventuell in der positiven Lichtsäule. Daß das negative Glimmlicht hier die maß-

gebende Rolle spielt, dafür spricht das Aufleuchten bei plötzlicher Verkleinerung des Vorschaltwiderstandes. — Wir haben also hier einen ganz ähnlichen Vorgang wie beim Lichtbogen: Bei steigender Stromstärke verläuft die Elektrodenspannung auf höheren Werten als bei abnehmender. Ich will nun einen Versuch anführen, der zeigt, daß die Temperatur der Kathode wirklich insofern die Entladungserscheinung beeinflußt, als sie die Gasdichte in einem weiten Bereich vergrößert oder verringert, wie ich es oben vorausgesetzt habe. Zu diesem Zweck vergleiche ich die Verlängerung des Glimmlichts bei Temperaturerhöhung der Kathode mit der Verlängerung, die man bei Abnahme des Drucks erhält.

Die benutzte Röhre (Fig. 11) besaß eine Hohlkathode K aus Aluminiumrohr. Durch das

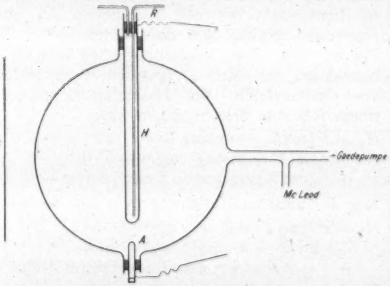


Fig. 11.

Rohr R konnte Wasser oder Dampf geleitet werden. Die Anode A war ein Aluminiumstab. Die Länge des Glimmlichts an K wurde mit Hilfe der Spiegelskala S bestimmt. Der Kürze halber führe ich nur eine Beobachtungsreihe an.

Tabelle 8.

Temperatur 20°		Druck 3 mm *Hg*	
Druck (Mc Leod)	Länge des Glimmlichts	Temperatur der Kathode	Länge des Glimmlichts
3 mm *Hg*	3 cm	20°	3 cm
2,5 „ „	4 „	100°	4 cm

Eine Temperaturerhöhung der Kathode um 80° hat also denselben Effekt wie eine Druckerniedrigung um $^1/_2$ mm *Hg*. Diese Werte stellen natürlich nur Annäherungen dar, denn es kommt störend hinein die Temperaturerhöhung durch den Entladungsvorgang selbst. Ihr Einfluß wurde nach Möglichkeit ausgeschaltet dadurch, daß zur Beobachtung der Länge des Glimmlichts der Strom stets nur eine kurze und bei allen Beobachtungen möglichst gleiche Zeit geschlossen blieb. Nehmen wir an, bei der Kathodentemperatur 100° herrsche in der Umgebung der Kathode eine mittlere Temperatur von 70°, so ergibt sich aus der Temperaturerhöhung von 20° auf 70° eine Verringerung der Dichte um nahezu $^1/_6$. Dieselbe Dichteänderung aber haben wir, wenn wir den Druck von 3 auf 2,5 mm verkleinern. — Als einen weiteren Beweis dafür, daß es sich bei der Glimmentladungshysterese um Temperatur- und damit verbundene Dichteänderungen handelt, möchte ich jetzt noch eine Beobachtung von Wertheimer[1]) anführen.

Herr Wertheimer findet, daß bei Drucken unterhalb 0,5 mm der Umlaufssinn der Hysteresiskurve sich umkehrt, daß also die Spannung bei wachsendem Strom auf tieferen Werten verläuft, wie bei abnehmendem. Nach dem oben Gesagten wäre diese merkwürdige Erscheinung in folgender Weise zu erklären: Da die Elektrodenspannung in jeder Röhre je nach Form der Kathode bei Erniedrigung des Drucks nur bis zu einer bestimmten Minimalspannung abnimmt, dann aber bei weiterer Druckerniedrigung wieder ansteigt (wenn nämlich die Kathode vollständig mit Glimmlicht bedeckt ist), so muß die Temperaturerhöhung der Kathode und des umgebenden Gases, sobald man sich unter dem kritischen Druck (bei Wertheimer 0,5 mm) befindet, ein Steigen der Elektrodenspannung zur Folge haben. Da die Temperaturerhöhung (Verminderung der Dichte) mit abnehmendem Strom nicht sofort verschwindet, wird jetzt die Spannung auf höheren Werten verlaufen als beim Ansteigen des Stromes.

Zusammenfassung.

1. Es wird die Kaufmannsche Formel einer experimentellen Prüfung unterzogen. Hierbei ergeben sich Resultate, die sich nur durch die Annahme einer Glimmentladungshysterese erklären lassen.

2. Die bei Glimmentladungen auftretenden Schwingungen erster und zweiter Art werden auf Form und Schwingungszahl untersucht. Aus der Abweichung der Schwingungszahl der Schwingungen erster Art von der aus der Formel $T = 2\pi\sqrt{LC}$ berechneten, wird ein Schluß gezogen auf die Größe der Hysteresis.

3. Die Hysterese wird erklärt durch Temperaturänderungen der Kathode und dadurch bedingte Dichteänderungen im umgebenden Gase.

1) loc. cit., S. 33.

Greifswald, Physikal. Institut, Mai 1912.

(Eingegangen 3. Juni 1912.)

Beitrag zur Kenntnis der Dispersion des magnetooptischen Kerreffekts bei senkrechter Inzidenz.

Von W. Dziewulski[1]).

Beobachtungsmethode.

Meine Vorversuche über den Kerreffekt wurden mit Hilfe eines Fueßschen Polarisationsspektrometers mit Glimmerkompensator (von Nakamura[2]) beschrieben) ausgeführt. Trotz der Vorzüge dieses Apparates haben die Messungen eine der Kleinheit des Effektes entsprechende Genauigkeit nicht ergeben (der mittlere Beobachtungsfehler für gelbes Licht schwankte in den Grenzen $\pm 1{,}5'$). Dann hat mir Herr Professor W. Voigt eine andere Einrichtung, die den gewünschten Forderungen entsprach, vorgeschlagen. Den Hauptvorzug dieser Methode bildete die Anwendung derselben Halbschattenvorrichtung, sowohl für die Drehungs- wie für die Elliptizitätsmessungen. Die Halbschattenapparate gestatten es bekanntlich, die Genauigkeit der Messungen bedeutend zu steigern.

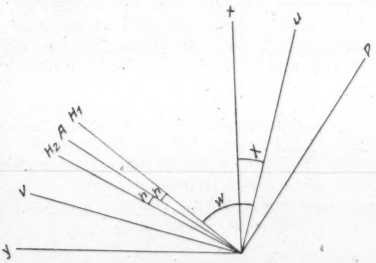


Fig. 1.

Es falle elliptisches Licht mit seinen Hauptachsen x und y auf ein Glimmerblättchen mit den Schwingungsrichtungen u und v. Wir wollen durch χ den Winkel zwischen den Ellipsenachsen und den Hauptrichtungen im Glimmer, durch δ die Phasenverzögerung des Glimmers bezeichnen. Von den zwei Schwingungskomponenten G_1 und G_2 längs der Hauptrichtungen des Glimmers werden wir die Schwingung G_1 als die langsamere betrachten. Die Gleichungen der Ellipse in bezug auf die Hauptachsen lassen sich folgendermaßen schreiben:

$$x = F\cos T, \qquad y = \pm \varkappa F \sin T,$$

wo F die große Ellipsenachse, $\varkappa$ das Achsenverhältnis, T die Phase ist. Das Vorzeichen + oder — entspricht einem positiven, bzw. negativen Rotationssinn. Wir nehmen $G_1 \parallel u$ und $G_2 \parallel v$. Die elliptischen Schwingungen nach dem Durchgang durch den Glimmer zerlegen sich in folgende Komponenten:

$$u = F\cos(T-\delta)\cos\chi \mp \varkappa F \sin(T-\delta)\sin\chi,$$
$$v = F\cos T\sin\chi \qquad \pm \varkappa F \sin T\cos\chi.$$

Dann fallen diese Schwingungen auf einen Halbschattenapparat mit den Richtungen H_1 und H_2; diese bilden mit der Mittellinie A die Winkel $\mp h$. Den Winkel zwischen u und A bezeichnen wir mit ω. Aus der einen Hälfte des Gesichtsfeldes des Halbschattenapparates treten folgende Schwingungen aus:

$$H_1 = F[\cos(T-\delta)\cos\chi \mp$$
$$\mp \varkappa \sin(T-\delta)\sin\chi]\cos(\omega - h) +$$
$$+ F(\cos T\sin\chi \pm \varkappa \sin T\cos\chi]\sin(\omega - h).$$

Aus der anderen Hälfte

$$H_2 = F[\cos(T-\delta)\cos\chi \mp$$
$$\mp \varkappa \sin(T-\delta)\sin\chi]\cos(\omega + h) +$$
$$+ F[\cos T\sin\chi \pm \varkappa \sin T\cos\chi]\sin(\omega + h).$$

Die letzten Ausdrücke gestalten sich, wenn wir die Abkürzungen $\cos T = C$, $\sin T = S$, $\cos\delta = c$, $\sin\delta = s$ einführen, folgendermaßen:

$$H_{\frac{1}{2}} = FC[c\cos\chi\cos(\omega \mp h) \pm \varkappa s\sin\chi\cos(\omega \mp h) +$$
$$\mp \sin\chi\sin(\omega \mp h)] + FS[s\cos\chi\cos(\omega \mp h) \mp$$
$$\mp \varkappa c\sin\chi\cos(\omega \mp h) + \varkappa\cos\chi\sin(\omega \mp h)].$$

Die Lichtintensität wird durch die Summe der Quadrate der komponierenden Amplituden gemessen; so erhalten wir für die Intensitäten in beiden Hälften des Gesichtsfeldes folgendes:

$$I_{\frac{1}{2}} = (\cos^2\chi + \varkappa^2\sin^2\chi)\cos^2(\omega \mp h) +$$
$$+ (\sin^2\chi + \varkappa^2\cos^2\chi)\sin^2(\omega \mp h) +$$
$$+ \frac{c}{2}\sin 2\chi\sin 2(\omega \mp h) \pm \varkappa s\sin 2(\omega \mp h) -$$
$$- \frac{1}{2}\varkappa^2 c\sin 2\chi\sin 2(\omega + h).$$

Auf Grund der Beziehungen

$$\cos^2\chi + \varkappa^2\sin^2\chi = \frac{1+\varkappa^2}{2} + \frac{1+\varkappa^2}{2}\cos 2\chi,$$
$$\sin^2\chi + \varkappa^2\cos^2\chi = \frac{1+\varkappa^2}{2} + \frac{1-\varkappa^2}{2}\cos 2\chi$$

erhalten wir die Formel

1) Herr Dziewulski hatte seine im Göttinger Institut durchgeführten Beobachtungen im Frühjahr 1911 abgeschlossen und ihre Darstellung bzw. theoretische Bearbeitung im Sommer der Phil. Fakultät als Dissertation eingereicht. Eine Erkrankung infolge Überanstrengung hat ihn bisher gehindert, die Promotion zu vollziehen. Da neuerdings Beobachtungen über den gleichen Gegenstand von Herrn P. D. Foote veröffentlicht worden sind (Phys. Rev. **34**, 96, 1912), so teile ich hiermit einen Ausschnitt aus der Dissertation mit, welcher die in mancher Hinsicht neuen Methoden und die direkten Beobachtungsresultate enthält. Alles übrige, insbesondere die Untersuchung des quantitativen Zusammenhanges zwischen Kerr- und Faradayeffekt, bleibt der definitiven Publikation vorbehalten.
W. Voigt.

2) Nakamura, Ann. d. Phys. **20**, 810, 1906.

$$I_{\frac{1}{2}} = \frac{1+\varkappa^2}{2} + \frac{1-\varkappa^2}{2}\cos 2\chi\cos 2(\omega \mp h) \pm$$
$$\pm \varkappa s \sin 2(\omega \mp h) + \frac{1-\varkappa^2}{2} c \sin 2\chi \sin 2(\omega \mp h).$$

Daraus ergibt sich, daß der Unterschied der Intensitäten der beiden Hälften des Gesichtsfeldes beträgt:

$$I_1 - I_2 = [(1-\varkappa^2)\cos 2\chi \sin 2\omega \mp 2\varkappa s \cos 2\omega -$$
$$- (1-\varkappa^2) c \sin 2\chi \cos 2\omega] \sin 2h.$$

Da $\sin 2h \neq 0$, so können die beiden Hälften nur dann gleiche Beleuchtung besitzen, wenn der Ausdruck in der eckigen Klammer verschwindet, d. h.

$$(1-\varkappa^2)(\cos 2\chi \sin 2\omega - c \sin 2\chi \cos 2\omega) =$$
$$= \mp 2\varkappa s \cos 2\omega.$$

$\varkappa$ im Kerreffekt ist so klein, daß $\varkappa^2$ als Größe zweiter Ordnung gegen die Eins vernachlässigt werden kann. So wird die letzte Gleichung zu:

$$\operatorname{tg} 2\omega \cos 2\chi - \cos\delta \sin 2\chi = \pm 2\varkappa \sin\delta, \quad (1)$$

wobei $+$ und $-$ dem positiven bzw. negativen Rotationssinn entspricht.

In dem zweiten Falle, wo $G_2 \parallel u$ und $G_1 \parallel$ ist, erhält man eine analoge Formel, indem man in die des ersten Falles $-\delta$ statt $+\delta$ einsetzt:

$$\operatorname{tg} 2\omega \cos 2\chi - \cos\delta \sin 2\chi = \mp 2\varkappa \sin\delta. \quad (2)$$

In dieser Gleichung entspricht das negative Zeichen dem positiven, das positive Zeichen dem negativen Rotationssinn.

Die vorangehenden Überlegungen gestatten es, für die Bestimmung der Elliptizität des Lichts folgende Einrichtungen zu benutzen.

Die Schwingungsrichtungen des Glimmers u und v werden parallel zu P bzw. A justiert. Das Licht, welches zuerst linear polarisiert war (durch einen Polarisator mit einer Schwingungsrichtung P), erleidet eine Modifikation infolge der Reflexion an einem magnetisierten Spiegel, wobei die große Ellipsenachse jetzt in eine Richtung x fällt und einen Winkel φ mit der P-Richtung bildet. Die beiden Hälften des Gesichtsfeldes hören auf, gleich hell beleuchtet zu sein; damit man wieder die frühere Gleichheit herstellt, muß man den Polarisator zugleich mit dem Glimmer (I. Typus) oder den Polarisator allein, ohne den Glimmer zu bewegen (II. Typus), um einen gewissen kleinen Winkel drehen.

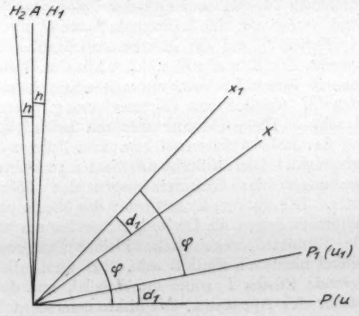


Fig. 2.

Wir wollen zunächst den ersten Typus besprechen. Wenn wir den Polarisator mit dem Glimmer um einen Winkel d_1 (PP_1) drehen, so dreht sich um denselben Betrag die große Ellipsenachse; die letztere fällt dann in die Richtung x_1. Wir setzen $G_1 \parallel u$. Auf Grund der Beziehung $\omega = \frac{\pi}{2} - d_1$, und $\chi = \varphi$ erhalten wir aus der früher abgeleiteten Formel (1):

$$\operatorname{tg} 2d_1 \cos 2\varphi + \cos\delta \sin 2\varphi = \mp 2\varkappa \sin\delta.$$

Wenn wir $G_2 \parallel u$ einstellen, erhalten wir im allgemeinen einen anderen Winkel d_2; in dieser Lage wird die Gleichung (2):

$$\operatorname{tg} 2d_2 \cos 2\varphi + \cos\delta \sin 2\varphi = \pm 2\varkappa \sin\delta.$$

Durch Addition und Subtraktion der beiden letzten Gleichungen erhalten wir:

$$(\operatorname{tg} 2d_1 + \operatorname{tg} 2d_2)\cos 2\varphi = -2\cos\delta \sin 2\varphi,$$
$$(\operatorname{tg} 2d_1 - \operatorname{tg} 2d_2)\cos 2\varphi = +4\varkappa \sin\delta,$$

oder:

$$\cos\delta = -\frac{\sin 2(d_1+d_2)}{2\operatorname{tg} 2\varphi \cos 2d_1 \cos 2d_2}, \quad (3)$$

$$\varkappa = \mp \frac{\cos 2\varphi \sin 2(d_1-d_2)}{4\sin\delta \cos 2d_1 \cos 2d_2}. \quad (4)$$

Bei dem zweiten Typus der Einrichtung wird nur der Polarisator gedreht. Bei $G_1 \parallel u$ gilt

$$\chi = \varphi + d_1', \quad \omega = \frac{\pi}{2}.$$

Bei $G_2 \parallel u$:

$$\chi = \varphi + d_2', \quad \omega = \frac{\pi}{2}.$$

Die Gleichungen (1) und (2) werden zu:

$$\sin 2(\varphi + d_1') = \mp 2\varkappa \operatorname{tg}\delta,$$
$$\sin 2(\varphi + d_2') = \pm 2\varkappa \operatorname{tg}\delta.$$

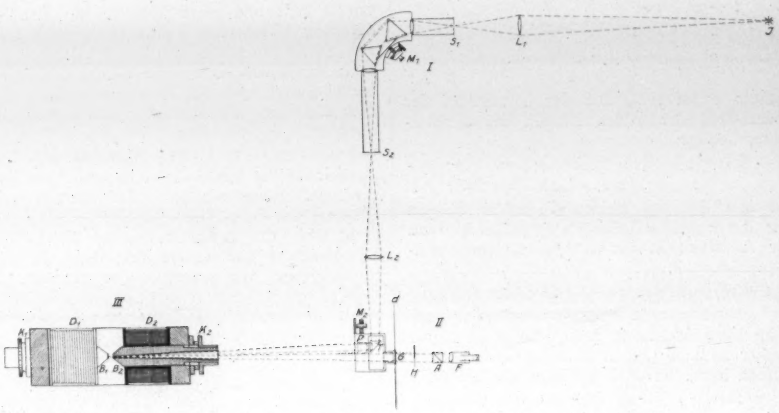
Durch Addition und Subtraktion erhält man:

$$\sin(2\varphi + d_1' + d_2')\cos(d_1' - d_2') = 0,$$
$$\cos(2\varphi + d_1' + d_2')\sin(d_1' - d_2') = \mp 2\varkappa \operatorname{tg}\delta.$$

Die Winkel d_1' und d_2' unterscheiden sich von den Winkeln d_1 und d_2 beim ersten Typus.

Die Vorversuche haben die erste Methode als praktischer erwiesen, daher wurde sie in der Arbeit angewandt.

Es ist aber notwendig, hier eine Bemerkung zu machen. Die Winkel d_1 und d_2 werden eingestellt bei zwei um 90° verschiedenen Lagen des Glimmers. Es fragt sich nun, ob diese



Versuchsanordnung: $\mathcal{J}$ = Bogenlampe, I = Monochromator, II = Polarisationsapparat, III = Elektromagnet.

Fig. 3.

beiden Lagen einander gleichwertig sind, mit anderen Worten, ob die Intensitäten nach der Einstellung auf Gleichheit in beiden Fällen dieselben bleiben. Die Rechnungen zeigen, daß die Differenz der Lichtintensitäten gleich ist:

$$\Delta I = \varkappa \cos 2h \sin 2\varphi \sin 2\delta.$$

Größen höherer Ordnungen werden dabei vernachlässigt. Diese Intensitätsdifferenz ist also von einer Reihe Faktoren abhängig; sie ist um so kleiner, je kleiner Drehung und Elliptizität sind. Diese Differenz verschwindet für eine Phasenverzögerung des Glimmers $\delta = \frac{T_1}{2}$. Da aber die Phasenverzögerung eine Funktion der Wellenlänge ist, so muß man dies in Betracht ziehen. Trotz der Kleinheit des Kerreffekts wurde dieser Einfluß bemerkbar; es zeigte sich in der einen Lage ein größerer mittlerer Beobachtungsfehler als in der anderen. Deshalb kann also diese Methode nicht allgemein mit demselben δ angewandt werden.

Versuchsanordnung.

Eine Linse L_1 gab das Bild eines Lichtbogens I auf dem Spalt S_1 des Monochromators. Die homogenen Lichtstrahlen, die aus dem Monochromatorspalt S_2 ausgingen, wurden mit Hilfe der Linse L_2 in ein schwach konvergentes Lichtbündel verwandelt und im Prisma T total reflektiert; dann wurden sie in einem Glanschen Nicol P polarisiert und fielen durch die konische Durchbohrung des vorderen Magnetpoles B_2 beinahe senkrecht auf den zwischen den Polen B_1 und B_2 befindlichen Metallspiegel. Die Brennweite der Linse L_2 wurde so gewählt, daß das Bild des Spaltes auf den zu untersuchenden Spiegel fiel. Das reflektierte Bündel kehrte durch die Öffnung im Pol B_2 zurück und gelangte durch das Glimmerblätttchen G, durch den Halbschattenapparat H und den Nicol A (ebenfalls nach Glan) zum Fernrohr F (Fig. 3).

Wir wollen die einzelnen Teile näher beschreiben, indem wir mit der Polarisationsanordnung (II) als dem wesentlichsten Teile beginnen. Um die Drehung des Polarisators um sehr kleine Winkel zu ermöglichen, wurde ein Apparat nach Angaben von Prof. Voigt (von Sartorius-Göttingen) konstruiert (siehe Fig. 4). Das Tischchen N, auf dem sich der Polarisator befand, wurde um eine horizontale Achse O mittels des Hebels C und der Mikrometerschraube M_2 gedreht. Ein Rahmen R, welcher mit dem Tischchen N verbunden war, war mit einem Metallrohr U, welches zur Glimmerfassung diente, versehen. Diese Fassung war mit Leichtigkeit auf das Rohr aufzusetzen bzw. vom Rohr wegzunehmen. Die Al-Stäbe dd dienten zu kleinen Drehungen des Glimmers gegen den Polarisator. Die geringe Exzentrizität des Nicols und Glimmers gegen die Drehungsachse konnte auf die Resultate wegen sehr kleiner Drehungswinkel nicht von Einfluß sein. Das total reflektierende Prisma T ruhte unbeweglich auf dem Pfeiler des Apparates. Die Mikrometerschraube wurde mit einem Spiegel und einer Skala in

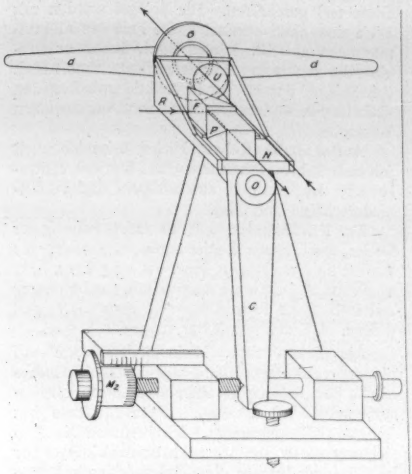


Fig. 4.

einer Entfernung von etwa 5 m kalibriert. Es hat sich dabei herausgestellt, daß derjenige Teil der Schraube, welcher für meine Messungen exklusive benutzt war, einen genügend gleichmäßigen Gang besitzt. Für den Wert einer Trommelteilung erhielt ich $14{,}06'' \pm 0{,}01''$.

Um einen geeigneten Halbschattenapparat hier anzuwenden, habe ich viele Vorversuche mit verschiedenen Typen von Halbschattenapparaten ausgeführt. Am günstigsten hat sich schließlich eine dünne, ca. 0,07 mm dicke, senkrecht zur optischen Achse geschnittene Quarzplatte (Steeg & Reuter) erwiesen.

Die Drehung in dieser Platte betrug für gelbes Licht ca. $1{,}05^0$, für violettes das Doppelte davon. Die Quarzplatte bedeckte nur eine Hälfte des Gesichtsfeldes und war daher ein asymmetrischer Halbschattenapparat. In theoretischer Hinsicht ist das nicht von Wichtigkeit, dagegen hatte es praktisch den Nachteil, daß die Nullstellung ihre Lage in verschiedenen Spektralbereichen wegen der Rotationsdispersion des Quarzes variierte. Da es aber vorteilhaft war, die Drehungen des Polarisators stets in demselben Schraubenteile zu messen, so mußte man den Analysator drehen, damit die Nullstellung ihre frühere Lage behielt. Einen weiteren und wichtigeren Nachteil dieser Einrichtung bildete die Vergrößerung des Halbschattenwinkels mit kleineren Wellenlängen, was im Zusammenhang mit der anomalen Dispersion des Kerreffektes (in den meisten Fällen) die Beobachtungsgenauigkeit herabsetzt; die auf diesem Wege für verschiedene Farben erhaltenen Werte besitzen verschiedenes Gewicht.

Die zwei Spulen D_1, D_2 des Elektromagnets (III) hatten einen Gesamtwiderstand von 1,68 Ohm. Die Stirnfläche der konusförmig endenden Pole hatte einen Diameter von 7 mm; die Öffnung im Pol B_2 einen Diameter von 2 mm. Die Teilkreise K_1 und K_2 erlaubten eine genaue Regulierung der Poldistanz. Die größte durch den Spulendraht geschickte Stromstärke überstieg 8 Amp. nicht, weil eine noch höhere Stromstärke den Magnet zu schnell erwärmte. Die Stromrichtung wurde mittels eines Kommutators geändert. Ich verwandte dabei einen elektrolytischen Schlüssel, um damit den schädigenden Einfluß der Selbstinduktion zu verringern. Die unter günstigsten Umständen erreichte Feldstärke näherte sich einer Größe von 22000 Gauß. Man muß hier bemerken, daß der absolute Wert der Feldstärke ohne Wichtigkeit ist, da es sich nur darum handelte, die Sättigung des magnetischen Metalles zu erreichen. Die magnetische Feldstärke wurde mittels der Widerstandsänderung einer flachen Wismutspirale, die senkrecht zu den Kraftlinien gestellt wurde, gemessen. Die von mir benutzte Wismutspirale war von der Firma Hartmann & Braun geeicht. Da die ferromagnetischen Metalle die magnetische Feldstärke in verschiedener Weise beeinflussen, so mußte ich die Messungen der Feldstärke für jeden Metallspiegel in Abhängigkeit vom Strom ausführen (mit einer Genauigkeit 0,3 Proz. und einem Polabstand von 2,5—5 mm).

Die Mikrometerschraube M_1 des Monochromators I (Fueß-Steglitz) nach Wüllfing wurde mit Hilfe bekannter Spektrallinien kalibriert (*He*, *H*, *Hg* u. a.). Die Spaltbreite mußte der Farbe angepaßt werden. Da die Dispersion des Glases nach Violett zu ziemlich stark zunimmt, so wurde die Breite des Austrittspaltes für kürzere Wellenlängen größer gewählt. Der Spektralbereich, welcher durch den Spalt durchgelassen wurde, betrug 6—8 $\mu\mu$ für die mittlere in Betracht kommende Wellenlänge.

Zur Lichtquelle diente eine selbstregulierbare Bogenlampe (Winkel-Göttingen), die sich sehr gut bewährt hat. Die Anode verschob sich automatisch horizontal, wodurch das Bild vom Spalte nicht wegging. Die maximale Stromstärke betrug 30 Amp. Versuche mit dem Sonnenlicht haben sich als mühsam erwiesen.

Die Lichtstrahlen fielen auf den Metallspiegel unter einem Einfallswinkel von etwa 1^0. Um aber jedwede Komplikation, infolge einer nicht ganz senkrechten Reflexion vom Metall, zu vermeiden, war das einfallende Licht parallel zur

Einfallsebene polarisiert. Bei den Beobachtungen von Righi[1]) haben die Abweichungen bis zu 15^0 von der senkrechten Richtung im Kerreffekt noch keine merklichen Veränderungen hervorgerufen. Der Winkel zwischen den beiden mittleren Strahlen des einfallenden und reflektierten Bündels in unserem Falle überstieg nicht 2^0.

Ein näheres Eingehen auf die Formeln (3) und (4) und die obige Bemerkung betreffs des Beleuchtungsunterschiedes bei den Hauptlagen des Glimmers zeigt, daß die Messungen sich am günstigsten bei einem Gangunterschiede des Glimmers von $\frac{\lambda}{4}$ gestalten. Da aber die Dispersion des Gangunterschiedes zu berücksichtigen ist, so müßte man über eine ganze Reihe Glimmerblättchen, welche die Phasenverzögerung $\frac{\pi}{2}$ in verschiedenen Spektralbereichen aufweisen, verfügen. Wegen der großen Schwierigkeit, dies praktisch durchzuführen, benutzte ich ein Glimmerblättchen von $\frac{\pi}{2}$ für gelbes Licht.

Die Messungen wurden folgenderweise ausgeführt. Ich nahm zunächst den Glimmer weg und bestimmte die doppelte (infolge der Kommutation des Stromes) Drehung 2φ. Danach stellte ich den Polarisator auf seinen Nullpunkt ein und setzte wieder in den Strahlengang den Glimmer, welchen ich in seiner Fassung mittels des langen Hebels dd in Fig. 4 so lange drehte, bis $G_1 \parallel P$ war. Darauf erregte ich wieder das Feld und bestimmte den doppelten Winkel $2d_1$; indem ich dies Verfahren im Falle $G_2 \parallel P$ wiederholte, erhielt ich den doppelten Winkel $2d_2$. Durch Substitution der beobachteten Werte 2φ, $2d_1$ und $2d_2$ in die Formel (3) berechnete ich die Phasenverzögerung im Glimmer, danach mit dem bekannten Gangunterschiede aus der Formel (4) die Elliptizität $\varkappa$. Ich habe die Phasenverzögerung des Glimmers auch mit Hilfe eines Babinetkompensators zu messen versucht; die dabei erhaltenen Werte hatten aber einen viel größeren mittleren Fehler ($+1^0$), als die, welche aus den über den Kerreffekt gemachten Beobachtungen berechnet wurden ($+0,^0 2$). Daher benutzte ich die mit dem Kompensator gemessenen Werte nur zur Orientierung, um große Fehler zu vermeiden.

Untersuchungsmaterial.

Die für die Messungen verwendeten Spiegel wurden meist von der Firma Schmidt & Haensch in kreisförmigen Scheiben (2 mm dick, 7 mm Diameter) geschliffen. Die Spiegel wurden mit Hilfe eines Stativs zwischen die Pole des Elektromagneten gestellt. Dieses Stativ besaß zwei zueinander senkrechte Rotationsachsen, damit man den Spiegel normal zur Mittellinie zwischen den einfallenden und reflektierten Strahlen einstellen könne.

Außer Stahl, Kobalt, Nickel habe ich auch folgende Substanzen untersucht: Magnetit, Heuslersche Legierungen, sowie Eisen- und Nickelniederschläge auf Glas.

Dr. Fr. Heusler hat in liebenswürdigster Weise zwei seiner Legierungen zugesandt: die Legierung Nr. 32 (58,9 Proz. *Cu*, 26,5 Proz. *Mn*, 14,6 Proz. *Al*), die stark magnetisch, die Legierung Asteroth (74,1 Proz. *Cu*, 16,9 Proz. *Mn* und 9 Proz. *Al*), die schwächer magnetisch war.

Die Eisen- resp. Nickelniederschläge auf planem schwarzem Glase wurden durch galvanische Zerstäubung in einer verdünnten Wasserstoffatmosphäre erhalten. Diese Methode hat Biernacki[1]) gebraucht. Ich benutzte die Einrichtung dafür von Herrn Moroński, welcher im Göttinger Institut diese Spiegel für die Untersuchung des Faradayeffektes herstellt. Die Glasblättchen befanden sich in einer gewissen Entfernung parallel zu einem dünnen Eisen- oder Nickelstreifen, welcher mittels eines starken Stromes hellrot glühend gemacht wurde; die Zerstäubung ging ziemlich schnell vor sich. Die erhaltenen Spiegel zeigten einen starken Metallglanz.

Alle untersuchten Spiegel zeigten in größerem oder kleinerem Maße eine singuläre Eigenschaft. Wenn ich den Spiegel, ohne das Feld zu erregen, um eine zur spiegelnden Fläche senkrechte Achse drehte, bemerkte ich eine Ungleichheit in den beiden Halbschattenfeldern: mit anderen Worten erlitt die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes infolge der Drehung des Spiegels eine Drehung. Die Größe dieser Drehungen erreichte manchmal $\pm 30'$ gegen die Symmetrielage. Nähere Untersuchungen darüber haben eine gewisse Anisotropie der Spiegel erwiesen. Bei den auf Glas zerstäubten Spiegeln ließ sich diese Anisotropie wegschaffen, wenn man den Spiegel während der Zerstäubung drehte. Es weist darauf hin, daß das vom Strom im Zerstäubungsapparat erregte Magnetfeld den Spiegel mit einem remanenten Magnetismus versieht, welcher die beobachtete Erscheinung zu bedingen scheint. Ich stellte fest, daß die massiven Spiegel auch eine manchmal starke magnetische Remanenz aufwiesen. So dürfte man vielleicht diese Anisotropie mittels des remanenten Magnetismus des Metalls er-

1) Righi, Ann. de Chim. et Phys. (6) **9**, 120, 1886.

1) W. Biernacki, Ann. d. Phys. **16**, 943, 1905.

klären können (also mittels eines gewissermaßen modifizierten Kerreffektes). Um die dadurch möglichen Komplikationen zu vermeiden, justierte ich die Spiegel immer so, daß die Symmetrierichtungen dieser singulären Eigenschaft $\parallel$ bzw. $\perp$ zur Einfallsebene sich befanden. Für den Kerreffekt waren diese beiden Lagen meist gleichwertig; nur bei den Kobaltspiegeln traten beträchtlichere Unterschiede hervor.

Beobachtungsresultate.

Wir wollen von jetzt ab bezeichnen: durch H die magnetische Feldstärke in Gauß ausgedrückt; durch λ die Wellenlänge in $\mu\mu$; durch φ die einfache Drehung der Polarisationsebene in Minuten und Sekunden, durch $\varkappa$ die Elliptizität (das Verhältnis der kleinen zur großen Ellipsenachse). Was das Vorzeichen der Elliptizität anbetrifft, so will ich die Elliptizität ebenso wie die Drehung als positiv bzw. negativ bezeichnen, je nachdem der Umlaufssinn der Ellipse derselbe oder verschieden von der Stromrichtung im Magnete ist[1]).

Stahlspiegel.

Es wurden zwei Stahlspiegel aus verschiedenem Material untersucht; der erste Spiegel wurde bei der Firma Winkel (Göttingen), der zweite bei Schmidt & Haensch hergestellt.

Es ergab sich, daß sowohl die Drehung wie die Elliptizität für Stahl im sichtbaren Spektrum negativ sind. Die Dispersionsmessungen für Stahl wurden bei möglichst großem H ausgeführt, damit man sich soweit wie möglich der Sättigung der magnetischen Spiegel nähert. Es wurde dafür die Abhängigkeit des Kerreffektes von der Feldstärke untersucht. Die Ergebnisse für die beiden Spiegel sind zahlenmäßig in den Tabellen I und II dargestellt.

Stahl.

Tabelle I.

λ	Stahlspiegel I (H = 20350)		Spiegel II (H = 20000 G.)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
439	− 15′ 9″	− 0,00443	− 15′ 53″	
471	− 16′ 5″	460	− 17′ 5″	− 0,00413
505	− 17′ 11″	483	− 18′ 22″	432
546	− 19′ 10″	489	− 20′ 33″	433
588	− 21′ 38″	485	− 22′ 43″	416
623	− 23′ 18″	469	− 24′ 17″	398
656	− 24′ 31″	451	− 25′ 42″	380

1) Die graphische Darstellung der Resultate, welche durch den äußerst stetigen Verlauf einen Eindruck von der Zuverlässigkeit der Beobachtungen gibt, ebenso die Vergleichung mit denen älterer Autoren, wird auf die definitive Publikation verschoben. W. Voigt.

Tabelle II.

H	Spiegel I (λ = 588 $\mu\mu$)		Spiegel II (λ = 588 $\mu\mu$)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
2750	− 3′ 17″	− 0,00059		
2850			− 3′ 24″	− 0,00055
5950			− 7′ 17″	124
8750	− 11′ 14″	212		
10950			− 13′ 57″	245
14300	− 17′ 21″	358		
14550			− 18′ 42″	334
17250			− 21′ 9″	385
17900	− 20′ 10″	439		
20000			− 22′ 43″	416
20350	− 21′ 38″	485		
21950	− 22′ 15″	505		

Was die Genauigkeit der Messungen anbetrifft, so ist zu bemerken, daß jede Zahl einer Serie als Mittel aus 10 Beobachtungen erhalten wurde; der mittlere Fehler für gelb betrug + 5″, aber vergrößerte sich etwas bei anderen Farben.

Kobaltspiegel.

Es wurden zwei verschiedene, aus demselben Material hergestellte Spiegel untersucht. Drehung und Elliptizität sind für Kobalt negativ. Die Resultate sind in den Tabellen III und IV zusammengestellt. Letztere zeigt, daß die Sättigung beinahe erreicht war.

Kobalt.

Tabelle III.

H	Spiegel I (H = 18400 G.)		Spiegel II (H = 18400 G.)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
439	− 20′ 37″	− 0,001166	− 21′ 42″	− 0,001595
471	− 20′ 8″	1069	− 21′ 13″	1334
505	− 19′ 41″	0917	− 20′ 54″	1223
546	− 19′ 38″	0918	− 20′ 42″	1135
588	− 19′ 41″	0841	− 20′ 51″	1038
623	− 19′ 59″	0762	− 21′ 3″	0857
656	− 20′ 11″	0699	− 21′ 22″	0697

Tabelle IV.

H	Spiegel I (λ = 588 $\mu\mu$)		Spiegel II (λ = 588 $\mu\mu$)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
2350	− 2′ 52″		− 3′ 40″	− 0,000368
7550	− 10′ 12″	− 0,000269	− 11′ 14″	0738
12500	− 16′ 7″	462	− 17′ 37″	0951
15850	− 18′ 49″	698	− 20′ 1″	1038
18400	− 19′ 41″	841	− 20′ 51″	1051
19950	− 20′ 3″	877	− 21′ 11″	

Nickel.

Die zwei Nickelspiegel haben eine weitgehende Übereinstimmung der Resultate miteinander er-

wiesen (Tabelle V und VI). Die Drehungen sind negativ, die Elliptizität dagegen kehrt ihr Vorzeichen um in der Nähe von 600 $\mu\mu$, wobei sie positiv für rot wird. Die Kurve $\varphi(\lambda)$ hat ein schwaches Maximum für 545 $\mu\mu$. Die Sättigung erscheint vollständig erreicht.

Nickel.

Tabelle V.

λ	Spiegel I (H = 17 700 G.)		Spiegel II (H = 17 700 G.)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
439	−9′ 10″	−0,00094	−9′ 18″	−0,00086
471	−8′ 47″	— 50	−8′ 53″	— 44
505	−8′ 11″	— 26	−8′ 14″	— 25
546	−7′ 58″	— 18	−8′ 4″	— 15
588	−8′ 16″	— 03	−8′ 18″	— 04
623	−8′ 30″	+ 14	−8′ 31″	+ 14
656	−8′ 28″	+ 26	−8′ 42″	+ 27

Tabelle VI.

H	Spiegel I (λ = 588 $\mu\mu$)		Spiegel II (λ = 546 $\mu\mu$)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
3 000	−3′ 4″		−2′ 52″	−0,00002
7 200	−7′ 43″		−7′ 23″	— 12
11 150	−8′ 10″		−7′ 58″	— 17
14 600	−8′ 11″		−8′ 6″	— 15
17 700	−8′ 16″		−8′ 4″	— 15
19 250	−8′ 12″		−8′ 5″	— 16

Magnetit.

Ich untersuchte auch zwei Magnetitspiegel; der eine Kristall stammte aus der Moriahmine (Neuyork), der zweite aus Traversella (Piemont); letzterer wurde von der Firma Krantz in Bonn geliefert.

Die spiegelnde Fläche wurde parallel der natürlichen Oktaederfläche angeschliffen. Die Rotation der Spiegel um die Achse normal zur spiegelnden Fläche hat einen Einfluß auf den Kerreffekt nicht erwiesen. Die Kurven haben für beide Kristalle dasselbe Aussehen.

Magnetit ($FeO \cdot Fe_2O_3$).

Tabelle VII.

λ	Spiegel I (H = 16 200 G.) (Moriahmine, Neuyork)		Spiegel II (H = 15 800 G.) (Traversella, Piemont)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
439	−3′ 36″	+0,00093	−2′ 8″	+0,00119
471	−0′ 33″	+ 106	+0′ 53″	+ 111
505	+2′ 1″	+ 078	+2′ 35″	+ 037
546	+4′ 12″	+ 017	+3′ 18″	— 019
588	+5′ 24″	— 096	+3′ 51″	— 093
623	+5′ 19″	— 157	+3′ 23″	— 152
656	+4′ 34″	— 205	+2′ 30″	— 183

Tabelle VIII.

H	Spiegel II (λ = 588 $\mu\mu$) (Traversella, Piemont)	
	φ	$\varkappa$
2 750	+1′ 29″	−0,00036
6 450	+2′ 46″	— 72
9 400	+3′ 28″	— 81
12 450	+3′ 44″	— 81
15 800	+3′ 51″	— 93

Zerstäubte Spiegel.

Die Beobachtungen mit den auf Glas zerstäubten Spiegeln haben eigentlich nur den Charakter einer Orientierung.

Es handelte sich um die Feststellung, ob die Dispersion des Kerreffekts für diese Spiegel einen ähnlichen Verlauf mit der bei massiven Spiegeln zeigt.

Ich habe die Messungen an zwei Eisen- und zwei Nickelspiegeln durchgeführt. Die Eisenspiegel waren durchsichtig; der erste zeigte Metallglanz, der zweite war dunkel, von der Art, welche Skinner[1]) „dark iron“ im Gegensatz zum „metallic iron“ nennt, was wahrscheinlich von der Schnelligkeit der Zerstäubung abhängen wird. Die Nickelspiegel waren fast undurchsichtig und zeigten diesen Unterschied nicht, indem sie beide stark glänzende Flächen hatten. Die Resultate der bez. Beobachtungen sind aus den Tabellen IX und X (für Eisen) und XI und XII zu ersehen. Alle Beobachtungen wurden bei Sättigung der Magnetisierung aus-

Eisen, zerstäubt auf Glas.

Tabelle IX.

λ	Spiegel I (H = 20 500 G.)		Spiegel II (H = 15 800 G.)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
439	−12′ 37″	−0,00253	−9′ 16″	−0,00479
471	−13′ 17″	— 266	−10′ 21″	— 478
505	−14′ 21″	— 285	−12′ 21″	— 481
546	−16′ 14″	— 289	−15′ 13″	— 489
588	−18′ 05″	— 287	−17′ 55″	— 478
623	−19′ 54″	— 263	−20′ 4″	— 452
656	−20′ 55″	— 247	−21′ 34″	— 426

Tabelle X.

H	Spiegel II (λ = 588 $\mu\mu$)	
	φ	$\varkappa$
1 600	− 3′ 17″	−0,00078
5 450	− 9′ 46″	— 239
9 250	−14′ 21″	— 377
12 750	−16′ 52″	— 445
15 800	−17′ 55″	— 478
17 250	−18′ 30″	— 493

1) Skinner u. Tool, l. c.

Nickel, zerstäubt auf Glas.

Tabelle XI.

λ	Spiegel I (H = 15 800 G.)		Spiegel II (H = 15 800 G.)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
439	−4′ 56″	−0,00026	−7′ 18″	−0,00051
471	−4′ 33″	— 25	−6′ 45″	— 25
505	−4′ 10″	— 25	−6′ 34″	— 20
546	−4′ 6″	— 21	−6′ 22″	— 15
588	−4′ 25″	— 18	−6′ 33″	— 05
623	−4′ 34″	— 13	−6′ 46″	+ 04
656	−4′ 43″	— 11	−6′ 55″	+ 12

Tabelle XII.

H	Spiegel II (λ = 588 $\mu\mu$)	
	φ	$\varkappa$
1 600	−2′ 15″	−0,00002
5 450	−6′ 22″	— 6
9 250	−6′ 30″	— 4
12 750	−6′ 29″	— 5
15 800	−6′ 33″	— 5

geführt. Es ergibt sich, daß qualitativ der Verlauf der Dispersion derselbe ist, wie bei massiven Spiegeln, aber daß die absoluten Größen der Drehung und der Elliptizität für zerstäubte Spiegel im allgemeinen kleiner sind.

Heuslersche Legierungen.

Die im Jahre 1900 von Heusler entdeckten ferromagnetischen Legierungen haben sich in magnetooptischer Hinsicht bis jetzt als unwirksam erwiesen.

Ingersoll, Tokmaczew[1]) und zuletzt Loria haben trotz einer großen Genauigkeit (besonders der letzte) eine Spur der Drehung im ganzen sichtbaren Spektrum nicht konstatieren können. Dies negative Resultat scheint ziemlich schwer zu erklären zu sein, weil die oben erwähnten Beobachter Legierungen mit starken magnetischen Eigenschaften benutzt haben.

Heuslersche Legierung No. 32.

Tabelle XIII.

λ	Spiegel I (H = 16 800 G.)		Spiegel II (H = 16 800 G.)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
439	+0′ 8″	−0,00046	+0′ 3″	−0,00066
471	−0′ 27″	— 46	−0′ 59″	— 64
505	−1′ 2″	— 42	−1′ 33″	— 64
546	−1′ 19″	— 35	−2′ 4″	— 42
588	−1′ 29″	— 16	−2′ 15″	— 20
623	−1′ 27″	— 09	−2′ 10″	— 10
656	−1′ 20″	— 00	−2′ 7″	— 00

1) Tokmaczew, Abh. d. russ. phys.-chem. Ges. **42**, 15, 1910.

Von den zwei Legierungen, die ich zur Verfügung hatte, war No. 32 bedeutend stärker magnetisch (Magnetisierungskoeffizient war etwa $^2/_3$ des für Gußeisen) als Asteroth; es hat auch nur die erste einen merklichen Kerreffekt erwiesen.

Ich erhielt an zwei aus der Legierung 32 hergestellten Spiegeln folgende Resultate, die aus den Tabellen XIII und XIV zu ersehen sind.

Tabelle XIV.

H	Spiegel I (H = 588 $\mu\mu$)		Spiegel II (λ = 588 $\mu\mu$)	
	φ	$\varkappa$	φ	$\varkappa$
2 600	−0′ 46″	−0,00007	−1′ 14″	−0,00014
6 400	−1′ 0″	— 13	−1′ 45″	— 17
10 050	−1′ 17″	— 14	−2′ 3″	— 18
13 450	−1′ 23″	— 15	−2′ 4″	— 18
16 800	−1′ 29″	— 16	−2′ 15″	— 20

(Eingegangen 21. Juni 1912.)

Die Absorptionsspektren wäßriger Lösungen von Neodym- und Praseodymsalzen, mit dem Radiomikrometer gemessen.

(The Absorption Spectra of Aqueous Solutions of Salts of Neodymium and Praseodymium as measured by Means of the Radiomicrometer.)

Von Harry C. Jones und J. Sam Guy[1]).

Die Arbeit über die Absorptionsspektren von Lösungen wurde im hiesigen Laboratorium vor ungefähr sieben Jahren von Jones und Uhler begonnen. Diese Untersuchung wurde im Zusammenhange mit der kurz zuvor von Jones aufgestellten Solvattheorie der Lösungen unternommen.

Es ist bereits eine ziemlich umfassende Übersicht über die bis zum Jahre 1910 gewonnenen Ergebnisse veröffentlicht worden[2]). Wir wollen hier nur auf ganz wenige Punkte zurückkommen, die durch die Arbeit von Jones und Uhler zutage gefördert worden sind. Diese Forscher untersuchten den Einfluß einer Konzentrationsänderung der Lösung, den Einfluß eines Zusatzes entwässernder Agenzien zu wäßrigen Lösungen, und den Einfluß eines Zusatzes von Wasser zu Lösungen gewisser Salze in nicht wäßrigen Lösungsmitteln auf die Absorptionsspektren.

Weit umfassender war die Untersuchung von Jones und Anderson. Diese Herren untersuchten eine große Anzahl Salze vom Standpunkte des Beerschen Gesetzes aus und

1) Diese Untersuchung ist mit Hilfe einer Beisteuer durchgeführt worden, die Jones seitens der Carnegie-Institution zu Washington in freigebiger Weise gewährt worden ist.

2) Zeitschr. f. phys. Chem. **74**, 356, 1910.

führten den Ursprung gewisser Absorptionsbanden auf Moleküle, den Ursprung anderer auf Atome oder die in diesen enthaltenen Elektronen zurück, während wieder andere durch Hydrate verursacht wurden.

Der wichtigste Punkt, der durch die Arbeit von Jones und Anderson festgestellt wurde, war der, daß bei der Absorption von Licht sowohl das Lösungsmittel als auch die gelöste Substanz eine wichtige Rolle spielt, selbst dann, wenn das Lösungsmittel an und für sich keine selektive Absorption im sichtbaren Spektrum besitzt. Jones und Anderson fanden, daß in Wasser gelöstes Neodymchlorid ein ganz anderes Absorptionsspektrum hat als in Methylalkohol gelöstes. Als sie der alkoholischen Lösung kleine Mengen Wasser zusetzten, erhielten wir die Banden der wäßrigen Lösung, also die „Wasserbanden" gleichzeitig neben den von der alkoholischen Lösung herrührenden Banden, also den „Alkoholbanden". Es ergab sich, daß die eine Bandengruppe nicht die in ihrer Lage verschobene andere Gruppe war, sondern daß die „Wasserbanden" hinsichtlich ihrer Anzahl, ihrer Struktur und ihrer Lage von den „Alkoholbanden" gänzlich verschieden waren. Sie deuteten diesen Befund als das Ergebnis der Verbindung des Neodymchlorids einerseits mit Wasser, andererseits mit Methylalkohol; dabei hätte dann das Hydrat eine ganz andere Resonanz, und mithin eine ganz andere Absorption, als das Alkoholat. Hierin erblickten wir einen kräftigen Beweis zugunsten der Solvattheorie der Lösung.

Durch die Arbeit von Jones und Strong, die sich über mehr als drei Jahre erstreckte, wurde eine Reihe von Punkten festgestellt. In dieser Arbeit wurden allein zwischen 4000 und 5000 Lösungen untersucht. Jones und Strong nahmen nicht nur die Absorptionsspektren einer großen Anzahl verhältnismäßig seltener Substanzen auf, sondern sie untersuchten auch die Wirkung einer Temperatursteigerung auf die Absorptionsspektren nicht wäßriger Lösungen einer Anzahl von Salzen. Mit Hilfe eines durch Glasfenster verschlossenen goldplattierten Stahlrohres waren sie in der Lage, solche Lösungen bis auf nahezu 200° zu untersuchen. Als allgemeines Ergebnis fand sich, daß sich die Absorptionsbanden mit steigender Temperatur bis hinauf zu der höchsten untersuchten Temperatur verbreiterten. Das alles war auf Grund der Solvattheorie der Lösung vorausgesagt worden.

Ein weiterer Punkt, der untersucht wurde, war der Einfluß des Zusatzes einer Säure zu dem Salze einer anderen Säure auf die Absorptionsspektren. Nach den herrschenden Ansichten der Chemiker würde das Salz der einen Säure teilweise unmittelbar in das Salz der zweiten Säure umgewandelt werden, und zwar würde der Betrag dieser Umwandlung von dem Stärkeverhältnis der beiden Säuren und von dem Mengenverhältnis zwischen dem Salze und der ihm zugesetzten Säure abhängen. Wenn diese Ansicht richtig wäre, müßten wir erwarten, auf der photographischen Platte die den beiden Salzen entsprechenden beiden Absorptionsspektren nebeneinander zu erhalten. Statt dessen erhalten wir, wenn wir zu einem Salze eine Säure zusetzen, weder die dem ursprünglichen Salze entsprechenden Banden, noch die dem Salze der zugesetzten Säure entsprechenden, sondern Banden, die zwischen diesen beiden Bandengruppen gelegen sind, und diese Banden können wir jede beliebige Mittelstellung einnehmen lassen, wenn wir dem Salze die richtige Menge Säure zusetzen.

Wir deuten dies als ein Zeichen für das Vorhandensein chemischer Übergangssysteme zwischen dem Anfangs- und dem Endsystem. Diese Übergangssysteme finden in unseren gewöhnlichen chemischen Gleichungen überhaupt keine Berücksichtigung, aber ihr Vorhandensein in der Lösung gibt sich nach unserem Dafürhalten durch ihre Spektren kund. Diese Übergangssysteme sind zu instabil, um nach unseren heutigen chemischen Methoden isoliert zu werden, aber bei der Ausarbeitung einer exakten chemischen Wissenschaft muß man mit diesen Systemen rechnen.

Eine der wichtigsten Tatsachen, die durch die Arbeit von Jones und Strong[1]) festgestellt worden ist, ist der Einfluß des Lösungsmittels auf die Lichtabsorption seitens der gelösten Substanz. Es wurden zahlreiche Beispiele gefunden, die diesen Punkt illustrierten. Diese Frage war in der Tat auf dieser Stufe der Arbeit eine der hauptsächlichsten, die zur Untersuchung standen.

Es ergab sich beispielsweise, daß Uranylchlorid in jedem der nachstehend genannten Lösungsmittel andere Absorptionsbanden hatte: Wasser, Methylalkohol, Äthylalkohol, Propylalkohol, Isopropylalkohol, Butylalkohol, Isobutylalkohol, Äther, Methyläther, Glyzerin und Formamid; und Neodymchlorid zeigte in jedem der nachgenannten Lösungsmittel eine andere Absorption: Wasser, Methylalkohol, Äthylalkohol, Propylalkohol, Isopropylalkohol, Butylalkohol, Isobutylalkohol und Glyzerin.

Das Auffallendste war vielleicht, daß wir den Unterschied zwischen den Absorptionsspektren eines gegebenen Salzes in einem Alkohol und in seinen Isomeren entdecken konnten. Hierin

1) Phil. Mag. (6) **23**, 730, 1912.

erblickten wir einen starken Beweis zugunsten der Ansicht, daß eine Verbindung zwischen Salz und Lösungsmittel stattfindet, und daß jedes einzelne Solvat seine eigene charakteristische Resonanz besitzt, die von jener aller übrigen Solvate mehr oder minder verschieden ist. Mit einem Worte: wir betrachteten dies als einen direkten Beweis für die Solvattheorie der Lösung, wie sie Jones vor reichlich zwölf Jahren aufgestellt hat.

Bei unserer vorliegenden Arbeit hatten wir drei Probleme zu behandeln, nämlich die Untersuchung der Absorptionsspektren wäßriger Lösungen bei hohen Temperaturen; die Untersuchung der Frage, ob Ionen und Moleküle dieselbe Absorption haben, oder verschiedene; und die Untersuchung von Absorptionsspektren mit Hilfe des Radiomikrometers.

Die beiden ersten Probleme sind nunmehr in zufriedenstellender Weise gelöst. Wir haben mit wäßrigen Lösungen einer großen Anzahl von Salzen bis zu 200° aufwärts in einem vergoldeten Messingrohr mit Glasfenstern gearbeitet und finden eine allgemeine Verbreiterung der Absorptionsbanden mit steigender Temperatur. Diese Ergebnisse werden mit erläuternden Spektrogrammen demnächst veröffentlicht werden.

Die Frage, ob Ionen und Moleküle dieselben Absorptionsspektren haben, oder verschiedene, haben wir auf folgende Weise in Angriff genommen: Wir nahmen ein Spektrogramm einer konzentrierten Lösung, etwa von Neodymchlorid, auf; dabei war die von dem Lichte durchlaufene Schicht der Lösung 1 cm dick. Diese Lösung wurde dann fünfzigfach verdünnt und das Licht durch eine 50 cm dicke Schicht gesandt. Darauf wurde die zweite Lösung fünffach verdünnt und das Licht durch eine 250 cm dicke Schicht hindurchgeschickt. Diese Spektrogramme wurden auf derselben Platte untereinander photographiert. Die drei Spektrogramme waren stets verschieden. Das der konzentrierteren Lösung zukommende Spektrogramm enthielt stets breitere Absorptionslinien und -banden. Diese Ergebnisse, nebst den zugehörigen Platten, sollen gleichfalls demnächst veröffentlicht werden.

Die Verwendung eines Radiomikrometers bei dieser Arbeit dient einem zweifachen Zwecke: Die beste photographische Platte beschränkt sich auf die Wellenlängen von 2000 Å.-E. bis 7600 Å.-E., während es bei Verwendung des Radiomikrometers möglich ist, Absorptionsspektren bis zu Wellenlängen von 20000 Å.-E. bis 30000 Å.-E. hinauf zu untersuchen, ja bis zu noch weit größeren Wellenlängen, wenn man Lösungsmittel benutzt, die in den langwelligeren Gebieten des Spektrums keine breiten Absorptionsbanden besitzen. Der eine Zweck, den wir bei der Verwendung des Radiomikrometers verfolgten, war also, den Bereich, in dem wir die Absorptionsspektren von Lösungen untersuchen konnten, zu erweitern.

Der andere Zweck, den wir bei der Verwendung des Radiomikrometers im Auge hatten, war, die Intensitäten der einzelnen Absorptionslinien und -banden und der einzelnen Teile einer und derselben Bande zu messen, mit einem Wort: quantitativ zu arbeiten. Daß dies geschehen ist, wird aus den nachstehenden Ergebnissen hervorgehen.

Das Radiomikrometer.

Da das Radiomikrometer bei richtiger Konstruktion von allen äußeren magnetischen oder elektrischen Einflüssen unabhängig ist, so liegt es auf der Hand, daß seine Verwendung im gewöhnlichen physikalischen Laboratorium der eines Thermoelementes mit Galvanometer vorzuziehen ist.

Theoretisch ist das Instrument einfach ein Drehspulengalvanometer mit einer einzigen Windung aus dünnem Kupferdraht, an deren einem Ende ein Thermoelement liegt. Wenn wir vollkommen reinen Kupferdraht für die Windung beschaffen könnten, das heißt solchen, der frei von allen magnetischen Metallen wäre, so würden wir mit diesem Instrument jede beliebige Empfindlichkeit erreichen können. Dies war jedoch die schwierigste Aufgabe, die uns bei der passenden Konstruktion des Radiomikrometers entgegen trat. Dank dem liebenswürdigen Entgegenkommen der Herren Leeds und Northrup in Philadelphia erhielten wir ein sehr gutes Stück feinen Kupferdrahtes, das wir durch Eintauchen in verdünnte Salpetersäure auf die verlangte Stärke abätzten. Durch diese Entfernung der Außenschicht von dem Drahte wurde der größte Teil der, vermutlich von dem beim Ausziehen des Drahtes benutzten Zieheisen herrührenden, magnetischen Verunreinigungen beseitigt.

Die schwierigste experimentelle Aufgabe bestand in der Konstruktion des Thermoelementes. Dieses bestand aus zwei Legierungen, einer aus 90 Teilen Zinn und 10 Teilen Wismut, das andere aus 97 Teilen Zinn und 3 Teilen Antimon. Mit Hilfe einer einfachen Vorrichtung, die Herr Dr. Pfund in diesem Laboratorium ausgearbeitet hat, vermochten wir, feine Streifen dieser Legierungen von allen beliebigen Abmessungen zu erhalten. Ungefähr 10 Gramm einer Legierung wurden in einem unmagnetischen Schiffchen über einer Bunsenflamme geschmolzen und in tangentialer Richtung mit beträchtlicher

Kraft auf eine sorgfältig gereinigte und sehr glatte Glasfläche geschleudert.

Durch dieses Verfahren konnte das in Rede stehende Metall in Fäden von fast jeder Stärke gegossen werden; manche von ihnen waren tatsächlich zu dünn, um gehandhabt zu werden. Die bei der Konstruktion des Radiomikrometers benutzten Fäden waren ungefähr 1 mm breit, 0,1 mm dick und etwa 5 mm lang. Ein ausführlicher Bericht über das Löten so feiner Fäden aneinander und an das Ende der Kupferdrahtschleife ist kürzlich von Herrn Dr. Pfund veröffentlicht worden[1]).

Der Kupferdraht wurde zunächst aus seiner Isolierung herausgeschält, mittels eines Stromes erhitzt, um ihn auszuglühen, in die gewünschte Schleifenform gebogen und mittels verdünnter Salpetersäure auf die passende Stärke abgeätzt. An die Enden der Schleife wird das Thermoelement angelötet, dem die Gestalt eines V von genügender Weite gegeben wird, daß es ohne Spannung die Enden der Schleife trifft. Die Oberfläche der Lötstelle wird zum Schutze gegen Energieverlust durch Strahlung geschwärzt. An das andere Ende der Schleife wird ein leichter Glasstab starr befestigt; dieser trägt den Spiegel und hängt oben an dem Quarzfaden.

Wir benutzten einen ungefähr 4 mm² großen Hohlspiegel, der aus einer optischen versilberten Linse von der gewünschten Brennweite geschnitten worden war.

Dieses ganze aus Schleife, Thermoelement und Spiegel bestehende System wog nicht mehr als 20 Milligramm und war mittels eines feinen Quarzfadens so aufgehängt, daß die Schleife mitten zwischen den Polen eines starken Magnets hing. Das ganze System hing im Innern einer Glasröhre, die oben mit einem eingeschliffenen Glasstöpsel versehen war und geeignete Fenster besaß, um das Thermoelement exponieren und den Spiegel beobachten zu können. Die Glasröhre war ferner mit einem seitlichen Ansatzrohr zur Entluftung versehen, an das ein Kohleevakuator nach den Angaben des Herrn Dr. Pfund angeschlossen war. Mit Hilfe dieser Anordnung konnten wir fast unbegrenzte Zeit hindurch ein außerordentlich hohes Vakuum aufrecht erhalten.

Mittels eines eingeschliffenen Glasstopfens, an dem die Aufhängung befestigt war, ließ sich jede beliebige Einstellung der Schleife bewerkstelligen, auch noch, nachdem das ganze System entluftet worden war. Der ganze Apparat wurde von einem Nivelliertisch getragen und war zum Schutze gegen alle äußere Strahlung sorgfältig in eine Wattepackung gehüllt, die nur eine kleine Öffnung zum Eintritt der Strahlung freiließ.

Das während dieser ganzen Untersuchung benutzte Instrument hatte eine volle Periode von etwa 8 Sekunden und gab für eine Kerze in 1 m Abstand einen Ausschlag von 15 cm, wenn wir das Licht durch ein Glasfenster gehen ließen. Wenn das Instrument ausgepumpt wurde, so stieg der Ausschlag etwa auf das $3^1/_2$ fache, das Radiomikrometer lieferte dann für eine Kerze in 1 m Abstand einen Ausschlag von ungefähr 50 cm. Da das Glasfenster von der Energie, die eine Kerze aussendet, etwa 50 v. H. fortnimmt, so vermochte unser Instrument für eine Kerze in 1 m Abstand bei Verwendung eines Steinsalzfensters einen Ausschlag von hundert Zentimetern bei einer Halbperiode von 4 Sekunden zu liefern.

Eine von Coblentz[1]) zusammengestellte Tabelle gestattet uns, unser Instrument mit denen früherer Forscher zu vergleichen.

Beobachter	Ganze Periode, in Sekunden	Ausschlag, in cm/mm² für eine Kerze in 1 m Abstand
Boys[2])	10	0,9
Paschen[3]) . .	40	3
Lewis[4]) . . .	20	1,3
Coblentz[5]) .	40	3,6
Coblentz[5]). .	25	6 (im Vakuum)
Jones u. Guy[6])	8	8
Jones u. Guy[6])	7	25 (im Vakuum)
Jones u. Guy[6])	7	50 (im Vakuum; Steinsalzfenster von 2 mm²)

Der magnetische Einfluß, den die Verunreinigungen in dem für die Schleife verwendeten Kupferdrahte ausübten, war beträchtlich, wenn die höchste Empfindlichkeit erreicht wurde, und aus diesem Grunde benutzten wir das Instrument nicht im Vakuum. Die Länge des Quarzfadens wurde so eingestellt, daß sich bei einem Ausschlage von etwa 16 cm bei einem Abstand von 1 m von Kerze und Skala eine Halbperiode von 4 Sekunden ergab. Es stellte sich heraus, daß diese Empfindlichkeit für Messungen im Rot und Ultrarot bei weitem ausreichte, während sich bei Wellenlängen bis hinab zu $\lambda = 4500$ A.-E. genügend große Ausschläge ergaben. Die Messungen ließen sich schnell ausführen, und dabei störte der magnetische Einfluß nicht ernstlich. Das Instrument kehrte stets bis auf weniger als $^1/_2$ mm in die anfängliche Nullstellung zurück. Vor jeder Ablesung wurde die Skala auf Null eingestellt, und wieder-

1) Phys. Rev. **34**, 228, 1912.

1) Bull. Bur. Stand. **4**, Nr. 3, Abdruck Nr. 85.
2) Phil. Trans. (A) **180**, 159, 1889.
3) Wied. Ann. **48**, 275, 1893.
4) Astrophys. Journ. **2**, 1, 1895.
5) Bull. Bur. Stand., 1. Sept. 1907.
6) Siehe die vorliegende Arbeit.

holte Ablesungen stimmten in der Regel bis auf weniger als 1 v. H. miteinander überein.

Die Lichtquelle war ein Nernstkörper, durch den ein Strom aus einer Sammlerbatterie geschickt wurde, der eine Stärke von 1,2 Ampere bei 110 Volt hatte. Die Stromstärke war sehr konstant, und aufeinanderfolgende Ablesungen stimmten stets gut miteinander überein.

Die benutzten Tröge waren aus Messing und hatten einen Durchmesser von etwa 4 cm; sie waren sorgfältig auf die gewünschte Dicke abgedreht und mit Gold plattiert, um zu verhindern, daß sie von irgendeiner der Lösungen angegriffen wurden. Für die Endplatten wurde das allerbeste optische Glas verwandt, und Vergleichströge lieferten stets denselben Ausschlag, sowohl leer, als mit Wasserfüllung.

Verfahren.

Das von dem Glühkörper kommende Licht wurde zunächst durch eine Linse parallel gemacht, ging dann durch den Trog mit der Lösung und wurde wieder auf den Spektroskopspalt vereinigt. Eine einfache Vorrichtung gestattete, entweder den Trog mit dem Lösungsmittel oder den mit der Lösung in den Gang des Lichtstrahlenbündels zu bringen, ohne die Einstellung des Instrumentes oder des Spektroskops zu verändern. Ein Metallschirm wurde zwischen die Lichtquelle und die Tröge eingeschaltet und nur wenige Sekunden lang während der Exposition hochgezogen. Auf diese Weise konnte das Licht nicht länger auf die Lötstelle fallen, als zur Erzielung des Ausschlages erforderlich war.

Das durch die Lösung hindurchgegangene und auf den Spektroskopspalt vereinigte Licht fiel auf das Prisma und trat dann durch den zweiten Spalt des Spektroskops aus, der das übliche Okular vertrat. Nunmehr wurde das Licht auf die Lötstelle des Radiomikrometers fokussiert. Mittels einer sorgfältig geeichten Einstellschraube konnte die Stellung des Prismas in dem benutzten Hilgerschen Spektroskop so verändert werden, daß jede beliebige einzelne Wellenlänge des Spektrums auf den Spalt und somit auf die Lötstelle geworfen wurde. Die Spaltbreite wurde so eingestellt, daß sich ein vernünftiger Ausschlag ergab, wenn das Licht auf die Lötstelle des Radiomikrometers fokussiert wurde. Im sichtbaren Teile des Spektrums waren die Spalte 0,4 mm breit, während im ultraroten Ende die Spaltbreite bis auf 0,22 mm herabgemindert wurde.

Das Verfahren bei einer Ablesungsreihe war folgendes: Zunächst wurde der Trog mit dem Lösungsmittel in den Weg des Lichtes gestellt, der Schirm hochgezogen und der Ausschlag verzeichnet. Dann wurde der Trog mit der Lösung an dieselbe Stelle gebracht wie der Trog mit dem Lösungsmittel, der Schirm aufgezogen und wiederum der Ausschlag abgelesen. Dann wurde die Prismenstellung durch Drehen der geeichten Schraube verändert und das vorstehende Verfahren wiederholt.

Bezeichnen wir den mit der Lösung erhaltenen Ausschlag mit I und den mit dem Lösungsmittel erhaltenen mit I_0, so finden wir für das prozentische Verhältnis des von der Lösung durchgelassenen Lichtes I/I_0.

Die nachstehende Tabelle gibt die beobachtete Durchlässigkeit einer Lösung von Neodymchlorid mit einer Konzentration von 0,875 normal wieder; die Schichtdicke betrug dabei 10 mm.

10 mm starke Schicht von 0,875 norm.-$NdCl_3$. Beobachtete Durchlässigkeit der $NdCl_3$-Lösung.

λ	$\frac{I}{I_0}$	λ	$\frac{I}{I_0}$	λ	$\frac{I}{I_0}$	λ	$\frac{I}{I_0}$
4860	80	5670	1	6700	60	7720	34
4820	82	5720	0	6720	57	7760	14
4950	61	5770	1	6760	63	7810	4
4990	40	5790	3	6780	61	7860	0
5010	29	5830	11	6810	74	7920	2
5030	13	5850	23	6850	97	7980	6
5050	7	5880	42	6910	99	8020	16
5060	11	5890	63	6990	97	8060	34
5090	13	5920	79	7060	91	8110	59
5130	10	5950	90	7100	80	8180	79
5150	2	5970	92	7140	47	8230	91
5160	4	6000	95	7190	29	8330	95
5180	13	6090	94	7220	8	8360	90
5200	31	6110	92	7240	1	8400	80
5220	45	6140	93	7290	0	8450	62
5250	62	6220	91	7330	0	8500	37
5300	92	6290	94	7370	5	8550	20
5350	94	6380	98	7410	17	8605	16
5440	91	6430	98	7450	42	8660	23
5500	80	6500	99	7500	64	8720	41
5560	69	6570	99	7550	79	8780	43
5590	50	6600	95	7600	84	8890	65
5630	26	6620	91	7650	75	9000	90
5650	9	6660	75	7690	57	9580	100

Die vorstehende Tabelle liefert ein typisches Beispiel für die mit vielen der untersuchten Salze gewonnenen Ergebnisse. Wenn wir die Untersuchung irgendeines gegebenen Salzes in Angriff nahmen, gingen wir zunächst vorläufig durch das ganze Spektrum hindurch und verzeichneten die ungefähre Lage der Banden. Nachdem wir so die Lage der Banden annähernd festgestellt hatten, nahmen wir dann in jenen Gebieten der Spektren, wo wir bei der vorläufigen Durchmusterung des Spektrums Absorptionslinien und -banden bemerkt hatten, die Ablesungen in sehr enger Folge vor. Es mag erwähnt werden, daß bei den Neodymverbindungen die Arbeit viel mühseliger war als bei den Salzen der übrigen Metalle, und zwar wegen der sehr

großen Anzahl feiner Absorptionslinien und -banden. Diese Linien und Banden haben scharfe Ränder, und wenn die Stellung des Prismas und die Spaltbreiten nicht richtig stimmten, so sieht man sofort, daß ein Fehler vorkommen kann. Eine sehr geringe Verschiebung des Prismas oder der Spalte würde einen großen Unterschied in der auf die Lötstelle des Radiomikrometers fallenden Gesamtenergie ausmachen, zumal wenn die Breite der Linie oder der Bande die gleiche ist wie die Spaltbreite, oder wenn die Prismenstellung eine solche ist, daß die Linie oder die Bande auf den Austrittsspalt des Spektroskops fällt.

Wir wollen etwa die Bande $\lambda = 4300$ Å.-E. der Neodymsalze betrachten. Diese Bande ist sehr intensiv, aber schmal. Zu beiden Seiten dieser Bande herrscht fast vollständige Durchlässigkeit. Wenn bei einer gegebenen Dispersion die zur Erzielung eines vernünftigen Radiomikrometerausschlages erforderliche Spaltbreite größer wäre als die Breite dieser Bande, so würde die Intensitätsablesung infolge des die Ränder der Bande umgebenden Lichtes unrichtig sein. Es ist leicht ersichtlich, daß man bei Salzen von Kobalt, Kupfer, Chrom usw. einer Schwierigkeit wie der vorstehend geschilderten nicht begegnen würde. Dadurch daß wir gleich zu Beginn Neodymsalze gewählt haben, haben wir unsere Untersuchung der strengsten Prüfung unterworfen.

Im ganzen Spektrum von $\lambda = 4000$ Å.-E. bis $\lambda = 20000$ Å.-E. machten wir bei jedem Skalenteil der geeichten Schraube des Spektroskops Ablesungen, außer in den Gebieten, wo die Voruntersuchung das Fehlen von Absorptionsbanden ergeben hatte. Diese Skalenteile entsprachen, je nach dem Spektralgebiet, 20 bis 50 Å.-E., und zwar liegen im Ultrarot die Wellenlängen enger beisammen.

Ein Studium der vorstehenden Tabelle wird folgendes dartun: Bei $\lambda = 4920$ Å.-E. beginnend, findet sich eine Durchlässigkeit von 80 v. H., die rasch abnimmt und in der Nähe von $\lambda = 5050$ Å.-E. das erste Minimum erreicht, wo eine Durchlässigkeit von 7 v. H. herrscht. Die durchgelassene Lichtmenge nimmt darauf ein wenig zu und dann bis auf 2 v. H. bei $\lambda = 5150$ Å.-E. ab. Alsdann nimmt sie rasch zu, und bei $\lambda = 5350$ Å.-E. wird nahezu vollständige Durchlässigkeit erreicht. Hier liegt also eine Doppelbande vor mit größerer Absorption nahe dem roten Ende. Weitere stärker ausgeprägte Minima treten auf bei $\lambda = 5720$ Å.-E., $\lambda = 7300$ Å.-E., $\lambda = 7860$ Å.-E. und $\lambda = 8605$ Å.-E. Die drei letzten von diesen Banden sind auf den photographischen Platten von Jones und seinen Mitarbeitern nicht zu sehen. Die Banden $\lambda = 7860$ Å.-E. und $\lambda = 8605$ Å.-E. scheinen hier zum erstenmal verzeichnet worden zu sein.

Eine eingehende graphische Darstellung der in der Tabelle enthaltenen Werte gibt Fig. 2.

An dieser sowie an anderen Lösungen wurden Messungen bis zu $\lambda = 20000$ Å.-E. ausgeführt; da aber jenseits des in der Kurve gezeichneten Gebietes keine charakteristischen Banden auftreten, so war es nicht nötig, die Ergebnisse anzuführen.

Kurzum, soweit Neodymsalze in Frage kommen, scheint jenseits von 1 μ vollkommene Durchlässigkeit zu herrschen. In diesem Gebiet ist allerdings die Absorption des Wassers sehr groß; sie ist in einem großen Teile des Spektrums, von $\lambda = 12000$ Å.-E. bis $\lambda = 20000$ Å.-E. nahezu vollkommen.

Diskussion der Ergebnisse.

Die bei einigen der untersuchten Lösungen gewonnenen Ergebnisse sind in den beigefügten elf Kurven aufgezeichnet. Die prozentische Durchlässigkeit ist als Abszisse, die Wellenlänge dagegen als Ordinate aufgetragen. Diese Kurven stellen die Durchlässigkeit der in Rede stehenden Lösungen dar und werden als „Durchlässigkeitskurven" („*transmission curves*") bezeichnet.

In den Figuren 1, 2 und 3 ist die Durchlässigkeit von Neodymchloridlösungen nach dem Beerschen Gesetz dargestellt. Hier ist das

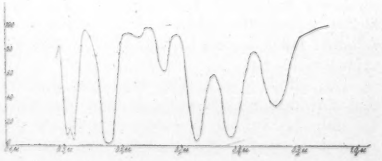


Fig. 1.

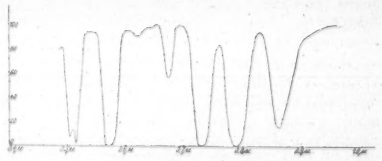


Fig. 2.

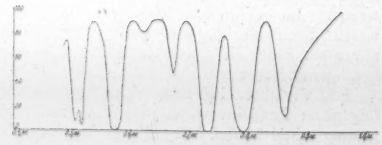


Fig. 3.

Produkt $n \cdot d = k$, wo n die Konzentration und d die Dicke der verwendeten Schicht ist. Die Konzentrationen sind, mit Fig. 1 beginnend: 3,43 normal, 0,875 normal, und 0,472 normal. Die zugehörigen Schichtdicken der Lösung sind 2,5 mm bezw. 10 mm und 20 mm. Die Zunahme in der Verdünnung von Kurve 1 auf Kurve 2 ist eine vierfache, während sie von Kurve 2 auf Kurve 3 eine doppelte ist.

Wenn das Lösungsmittel bei der Absorption einer Lösung in eben diesem Lösungsmittel keine Rolle spielt, dann müssen sich diese Kurven übereinander legen lassen, da wir die Anzahl der absorbierenden Teilchen auf dem Wege des Lichtstrahles in allen Fällen konstant erhalten haben. Bei der Darstellung der Kurven in solch kleinem Maßstabe gehen manche von den Einzelheiten verloren; eine sorgfältige Vergleichung der Kurven wird indessen zeigen, daß zwar im allgemeinen in der konzentriertesten Lösung geringere Durchlässigkeit herrscht und die Absorptionsbanden einigermaßen breiter sind, daß jedoch die Intensität der Banden in der verdünntesten Lösung größer ist. Dies gilt besonders im roten und ultraroten Spektralgebiet, wo die Meßgenauigkeit am größten ist.

Aus photographischen Untersuchungen über den Einfluß der Verdünnung auf die Absorptionsspektren eben dieser Lösungen, die wir im hiesigen Institut ausgeführt haben[1]), hat sich ergeben, daß die Absorptionsbanden in den konzentriertesten Lösungen stets breiter (diffuser) sind. Das bedeutet indessen nicht, daß die Intensität der Banden in Wirklichkeit größer ist. Wahrscheinlich ist die Breite irgendeiner gegebenen Bande zum Teil eine Funktion ihrer Verwaschenheit und nicht ihrer wirklichen Intensität. Offenbar kann uns die photographische Platte keine quantitative Vorstellung von der Intensität irgendeiner Bande geben, da sie Änderungen in der Expositionszeit unterworfen ist.

Wir wollen die drei Absorptionsbanden $\lambda = 7250$ Å.-E., $\lambda = 7850$ Å.-E. und $\lambda = 8600$ Å.-E. betrachten. In Kurve 1 betragen die Minima der Durchlässigkeit dieser Banden ungefähr 4 v. H., 8 v. H. und 33 v. H., während die Durchlässigkeitsminima in Kurve 2 viel niedriger sind: die Banden $\lambda = 7250$ Å.-E. und $\lambda = 7850$ Å.-E. erreichen den Wert Null, während die Bande $\lambda = 8600$ Å.-E. eine noch ausgeprägtere Durchlässigkeitsabnahme zeigt. Wir haben für die Diskussion diese drei Banden gewählt, nicht etwa, weil die Intensitätszunahme ihnen allein eigentümlich wäre. Sämtliche Banden scheinen dieselbe Erscheinung aufzuweisen. Man sieht, daß die Intensitätsänderung der Bande dort am größten ist, wo die Änderung der Verdünnung am größten ist, nämlich zwischen Kurve 1 und Kurve 2. Auch die Lage der Bandenmitte scheint etwas nach der Seite der größeren Wellenlängen hin verschoben zu werden, wenn die Lösung verdünnter wird.

Die Kurven 4, 5 und 6 zeigen eine ähnliche Prüfung des Beerschen Gesetzes an Neodymbromidlösungen. Bei diesen Versuchen betrugen

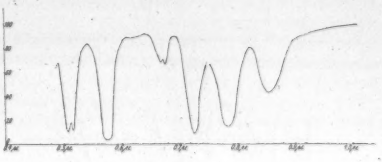


Fig. 4.

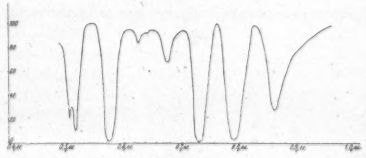


Fig. 5.

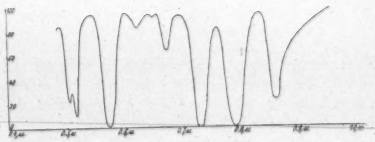


Fig. 6.

die benutzten Konzentrationen: 1,66 normal, 0,415 normal und 0,207 normal, während die zugehörigen Schichtdicken der Lösungen 2,5 mm bezw. 10 mm und 20 mm betrugen. Bei diesen Lösungen finden wir, wie bei den vorstehend besprochenen, dieselbe allgemeine Änderung in der Intensität der Banden. Wenn die Lösung stärker verdünnt wird, so werden die Banden intensiver und ein wenig schmäler, wenn das Produkt aus Schichtdicke und Konzentration dabei konstant gehalten wird.

Mit Kurve 4 beginnend finden wir eine regelmäßige Zunahme der Intensität der Banden, und zwar ist diese am ausgeprägtesten, wo die Verdünnungsänderung am größten ist.

1) Die Ergebnisse werden demnächst in einer Monographie der Carnegie-Institution zu Washington ausführlich veröffentlicht werden.

Die Kurven 7, 8 und 9 zeigen die gleiche Untersuchung an Lösungen von Neodymnitrat. Die Konzentrationen waren 2,95 normal, 0,736 normal und 0,368 normal; die zugehörigen Schichtdicken waren dieselben wie bei den beiden vorhergehenden Versuchen. Die Bande $\lambda = 5700$ Å.-E. der Kurve 7 scheint eine Ausnahme von der

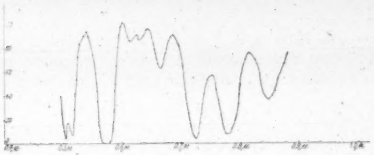


Fig. 7.

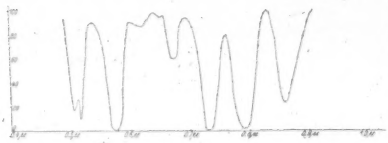


Fig. 8.

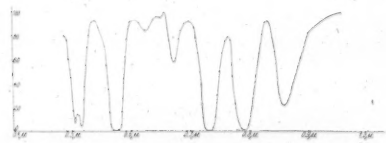


Fig. 9.

oben angedeuteten allgemeinen Beziehung zu bilden; wir glauben jedoch, daß dies auf einem Versuchsfehler beruht. Diese Lösung war die erste, die wir mit dem Radiomikrometer untersucht haben, und wir erhielten in diesem Spektralgebiete sehr kleine Ausschläge. Man sieht auch, daß die Intensitätsänderung eben dieser Bande bei der nächsten Verdünnung, wie die Kurven 8 und 9 zeigen, vollkommen mit den bei den übrigen Neodymsalzen erhaltenen Ergebnissen in Einklang steht.

Wir sehen somit, daß wir drei scharf definierte Fälle haben, nämlich Neodymchloridlösungen, Neodymbromidlösungen und Neodymnitratlösungen. Diese zeigen alle eine sehr ausgeprägte Intensitätszunahme der Absorptionsbanden bei zunehmender Verdünnung, wenn die Forderungen des Beerschen Gesetzes erfüllt sind. Es ist ein ganz bekanntes physikalisches Prinzip, daß ein Resonator stärker schwingt, wenn er den von einem einzigen gleichgestimmten Resonator ausgehenden Schwingungen ausgesetzt ist, als wenn er den Schwingungen von einer großen Zahl von Resonatoren ausgesetzt ist, von denen einer dieselbe Periode hat, wie der ursprüngliche Resonator und die übrigen eine seiner eigenen nahekommende Schwingungsdauer. Mit einem Worte: Wenn mehrere Vibratoren nahe beieinander liegen, so scheint jeder von ihnen auf die ihm benachbarten einen gewissen Einfluß auszuüben, und die Folge davon ist, daß keiner von ihnen auf die Eigenschwingung des ursprünglichen Resonators genau anspricht.

Die Gegenwart eines weiteren Vibrators übt einen dämpfenden Einfluß auf den anderen Vibrator aus und läßt diesen zugleich teilweise auf Schwingungen ansprechen, die von seiner Eigenschwingung ein wenig abweichen; dadurch wird dann die Resonanz weniger vollkommen.

Wenn wir uns der heute allgemein geltenden Annahme anschließen, daß die Absorption des Lichtes eine Resonanzerscheinung ist, so scheint hier eine ähnliche Überlegung berechtigt zu sein. In den konzentriertesten Lösungen, wo die Vibratoren dicht beieinander liegen, beeinflussen sie sich gegenseitig so, daß sie eine unvollkommene Resonanz geben, und infolgedessen sind die Absorptionsbanden weniger intensiv, aber stärker diffus.

In den verdünnten Lösungen, wo die Vibratoren weiter auseinander liegen und in den meisten Fällen durch große Menge Hydrationswasser geschützt sind, wird der dämpfende Einfluß nicht so ausgeprägt sein, und ein solcher Resonator wird größere Freiheit haben, mit seiner eigenen Wellenlänge zu schwingen, und wird mithin eine stärkere Resonanz geben. Da die Resonanz einer vollkommenen näher kommt, so wird sie bewirken, daß die Absorptionsbanden intensiver sind.

Dieser Versuch zur Erklärung der im vorstehenden beschriebenen Tatsachen steht mit den experimentell festgestellten Tatsachen im Einklang.

Die Kurven 10 und 11 zeigen die Durchlässigkeit von Neodymsulfat und Neodymazetat; die Konzentrationen sind 0,118 normal bezw. 0,84 normal, die zugehörigen Schichtdicken der Lösungen 10 mm bezw. 2,5 mm.

Wie man sieht, ist die Absorption der

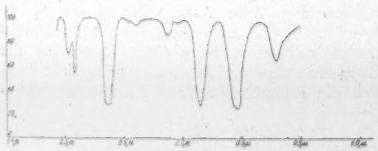


Fig. 10.

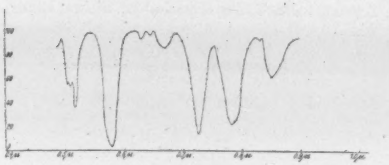


Fig. 11.

Neodymazetatlösung bei einer gegebenen Konzentration stärker als die der Lösung irgendeines anderen unter den bislang untersuchten Neodymsalzen. Das stimmt vollkommen mit den nach den photographischen Verfahren gewonnenen Ergebnissen für diese verschiedenen Substanzen überein.

Oberhalb 1 μ ist die Absorption des Wassers sehr groß, und es liegt auf der Hand, daß wir beim Arbeiten mit sehr konzentrierten Lösungen keine vergleichbaren Ergebnisse erhalten können, wenn wir einen „Wassertrog" und einen „Lösungstrog" von derselben Dicke benutzen. In den sehr konzentrierten Lösungen, wie etwa in der 3,43 normalen Neodymchloridlösung, ist nur ungefähr 50 v. H. so viel Wasser vorhanden wie in derselben Schichtdicke reinen Wassers. In dem Gebiete oberhalb 1 μ war es tatsächlich notwendig, das vorhandene Wasser zu bestimmen und eine entsprechende Korrektion einzuführen. Bei den Neodymsalzen war dieser Faktor nicht bedeutend, da sich in dem Gebiete, wo das Wasser eine meßbare Absorption besitzt, keine Banden feststellen ließen.

Beim Praseodymchlorid und Praseodymnitrat fanden wir indessen Banden im Ultrarot bis hinauf zu 2 μ, und bei diesen konzentrierten Lösungen mußte die vorhandene Wassermenge berücksichtigt werden. Das kann auf zweierlei Weise geschehen. Zunächst kann man das spezifische Gewicht der Lösung sorgfältig bestimmen und, da die Konzentration der Lösung bekannt ist, daraus dann den Gehalt an Wasser berechnen. Wenn wir die tatsächlich vorhandene Wassermenge kennen, können wir einen „Wassertrog" von passender Schichtdicke benutzen. Wenn die sehr konzentrierte Lösung nur 50 v. H. Wasser enthält, müssen wir, um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, für die Lösung einen 10 mm starken Trog verwenden und für das Lösungsmittel einen 5 mm starken. Unter diesen Verhältnissen wird der vom Wasser herrührende Betrag der Absorption derselbe sein, da sich in beiden Fällen auf dem Wege des Lichtstrahlenbündels die gleiche Schichtdicke Wasser befindet.

Ein anderes Verfahren besteht darin, den „Wassertrog" und den „Lösungstrog" gleich dick zu lassen und an dem Endergebnis eine Korrektion anzubringen. Dies ist bei den bisher untersuchten Praseodymsalzen geschehen; die Ergebnisse dieser Untersuchung werden baldigst veröffentlicht werden.

Schlußbemerkungen.

1. Wir haben ein sehr empfindliches Radiomikrometer entworfen und gebaut.

2. Wir haben die Intensitäten der bekannten Absorptionsbanden mehrerer Neodymsalze gemessen und drei neue Banden im ultraroten Spektralgebiete entdeckt und deren Wellenlängen bestimmt. Ihre Intensitäten haben wir gleichfalls gemessen.

3. Wir haben einen auf den Gesetzen der Resonanz beruhenden Erklärungsversuch für die Tatsache gegeben, daß bei Beobachtung der Bedingungen des Beerschen Gesetzes die Durchlässigkeitskurven nicht identisch waren.

Die in dieser vorläufigen Mitteilung beschriebene Untersuchung wird gegenwärtig mittels einer Beihilfe seitens der Carnegie-Institution zu Washington weiter geführt und auf wäßrige Lösungen von Kobalt-, Nickel-, Kupfer-, Eisen-, Chrom- und Erbiumsalzen, sowie auf Anilinfarbstoffe und andere farbige organische Verbindungen ausgedehnt.

Sobald die Untersuchung wäßriger Lösungen beendet sein wird, werden wir diese Arbeit auf Lösungen in den verschiedenen Alkoholen, in Azeton, Glyzerin, Formamid und anderen organischen Lösungsmitteln ausdehnen, und zwar unter Benutzung des Radiomikrometers. Diese Untersuchung wird das quantitative Gegenstück zu der qualitativen Arbeit bilden, die im Aufsuchen der Lage der Absorptionsbanden dieser und anderer Substanzen nach dem photographischen Verfahren besteht. Wir werden auch die Anilinfarbstoffe in den verschiedenen nichtwäßrigen Lösungsmitteln untersuchen.

Zum Schlusse möchten wir folgenden Herren unseren Dank aussprechen: Herrn Dr. A. Springer jr. für seine Assistenz bei der Vornahme dieser Messungen, Herrn Dr. E. P. Wightman für die freundliche Herstellung der Kurven, Herrn Prof. John Anderson, der sich früher mit dieser Untersuchung nach dem photographischen Verfahren befaßt hatte, für wertvolle Ratschläge im Verlaufe der Arbeit, und ganz besonders Herrn Prof. A. H. Pfund, der die Anregung zur Untersuchung im Ultrarot und zur Verwendung des Radiomikrometers bei dieser Arbeit gegeben hat und das erste Radiomikrometer für uns baute, und der uns auch im weiteren Verlauf der Arbeit eine Reihe

höchst wertvoller Ratschläge gegeben hat. Das zur Vornahme der in dieser Mitteilung erwähnten Messungen benutzte Radiomikrometer hat Herr Dr. Guy gebaut.

Es gereicht uns zur besonderen Freude, bei dieser Gelegenheit der Carnegie-Institution zu Washington für die finanzielle Unterstützung danken zu können, die sie uns in so freigebiger Weise gewährt hat. Ohne diese Unterstützung würde es unmöglich gewesen sein, diese Untersuchung auszuführen.

Physikalisch-chemisches Laboratorium der Johns Hopkins Universität Baltimore.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. Juni 1912.)

Über die Messung der Selbstinduktion und Kapazität von Luftleitern.

Von A. Esau.

Die Bestimmung der Kapazität und Selbstinduktion von Luftleitern wird in der Praxis wohl ausschließlich nach zwei Methoden ausgeführt, die kurz als Verkürzung durch Kapazität und Verlängerung durch Selbstinduktion bezeichnet werden[1]).

Die für ein und denselben Luftleiter gemessenen Größen C und L wichen aber vielfach so erheblich voneinander ab, daß es notwendig erschien, die beiden Methoden auf ihre Genauigkeit und Brauchbarkeit hin genauer zu untersuchen. Für die Messung obiger Größen kommt ferner noch eine dritte, von Herrn C. Fischer[2]) angewandte Methode in Betracht, die darin besteht, Kapazität und Selbstinduktion aus Dämpfungsmessungen des Luftleiters zu ermitteln.

Die nach diesen drei Meßverfahren erhaltenen Resultate sollen im folgenden mitgeteilt werden.

Methode.

Bedeuten C_A und L_A Kapazität und Selbstinduktionskoeffizient der Antenne, so ist die Wellenlänge des aus ihnen bestehenden Schwingungssystems gegeben durch die Thomsensche Formel

$$\lambda = 2\pi\sqrt{C_A L_A}.$$

Schaltet man dann in den Luftleiter einen Kondensator von der Kapazität C ein, so wird unter der Annahme, daß beide Kapazitäten in Serie geschaltet sind und die Stromverteilung auf der Antenne durch das Einschalten nicht geändert wird,

$$\lambda' = 2\pi\sqrt{\frac{C\cdot C_A}{C+C_A}\cdot L_A}.$$

Aus beiden Gleichungen ergibt sich

$$C_A = C\left(\frac{\lambda^2}{\lambda'^2}-1\right),$$

$$L_A = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 C_A}.$$

2. Verlängerung.

Wie vorhin ist wieder

$$\lambda = 2\pi\sqrt{C_A L_A}.$$

Nach Einschalten einer Spule vom Selbstinduktionskoeffizienten L wird unter den gleichen Voraussetzungen wie zuvor

$$\lambda'' = 2\pi\sqrt{C_A(L+L_A)}$$

und

$$L_A = L\cdot\frac{1}{\frac{\lambda''^2}{\lambda^2}-1},$$

$$C_A = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 L_A}.$$

3. Dämpfungsmethode.

Die Dämpfung δ der Antenne, die den Widerstand w (hierin sind sowohl Ohmsche wie Strahlungsverluste bzw. einbegriffen) haben möge, ist gegeben durch die Formel

$$\delta = \pi w\sqrt{\frac{C_{A_e}}{L_A}}.$$

(Kapazität elektromagnetisch gemessen.)

Schaltet man einen bekannten Widerstand r in den Luftleiter, so wird

$$\delta' = \pi(w+r)\sqrt{\frac{C_{A_e}}{L_A}},$$

daraus zunächst

$$w = r\,\frac{\delta}{\delta'-\delta}.$$

Nimmt man zu den beiden Gleichungen für δ noch als dritte hinzu

$$\lambda = 2\pi\sqrt{C_A L_A},$$

so wird

$$C_A = \frac{15}{\pi^2}\,\frac{\lambda}{r}\,(\delta'-\delta),$$

$$L_A = \frac{1}{60}\,\lambda\cdot r\cdot\frac{1}{\delta'-\delta}.$$

C_A elektrostatisch in cm und w in Ohm gemessen.

Inwieweit die gemachten Voraussetzungen

1) J. Zenneck, Leitfaden d. drahtl. Telegraphie, 1909, S. 47.

2) C. Fischer, Ann. d. Phys. **32**, 979, 1910.

wirklich zutreffen und berechtigt sind, soll später an Hand der Meßresultate gezeigt werden.

Versuchsanordnung.

Die Messungen wurden ausgeführt an einer Harfenantenne, die ich in einer früheren Arbeit über die Bestimmung des Spannungsknotens von Luftleitern[1]) näher beschrieben habe.

Die Anordnung selbst ergibt sich aus der folgenden Figur.

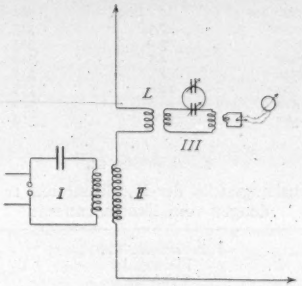


Fig. 1.

Kreis I ist der Primärkreis, II der Luftleiter mit Verlängerungsspule L, III der Meßkreis, bestehend aus einer Spule, deren Selbstinduktionskoeffizient in dem verwendeten Wellenbereich als konstant angesehen werden konnte, und einem größeren variablen Drehkondensator in Öl, dem zur Steigerung der Ablesegenauigkeit ein kleinerer parallel geschaltet worden war.

Als Indikator diente auch hier wieder ein Thermoelement in Verbindung mit einem Galvanometer.

Die zur Verkürzung in die Antenne eingeschalteten Kondensatoren hatten Preßgas als Dielektrikum in der Form, wie sie von Herrn M. Wien[2]) beschrieben worden sind. Zur Variation der Größe der Kapazität wurde sie hintereinander oder parallel geschaltet. Sie besaßen je eine Kapazität von 1550 cm.

I. Messungen.

Zuerst soll untersucht werden, ob die gemessene Antennenkapazität C_A abhängig ist von der Größe des eingeschalteten Kondensators, oder, was dasselbe ist, von der dadurch hervorgerufenen „Verkürzung", wenn die Einschaltung im Strombauch des Luftleiters erfolgt. Die Bestimmung dieses Punktes geschah nach der vor einiger Zeit in dieser Zeitschrift (l. c.) näher beschriebenen Methode der Erdung des Luftleiters. Bei den kürzeren Wellen war dieses Verfahren das allein anwendbare, da infolge der starken Abhängigkeit der Antennenkapazität von der Einschaltstelle die Knotenbestimmung sehr genau vorgenommen werden mußte. Durch Ableuchten mit Geißlerröhren ist die erforderliche Genauigkeit nicht zu erreichen, worauf ich bereits früher hingewiesen habe.

Die Messung geschah nun in der Weise, daß die Wellenlänge des Luftleiters mit und ohne eingeschalteten Kondensator bestimmt wurde.

Die Antennenkapazität C_A wird dann nach der Formel

$$C_A = C\left(\frac{\lambda^2}{\lambda'^2} - 1\right)$$

berechnet.

Die folgende Tabelle enthält die gefundenen Werte des C_A in Abhängigkeit von der Größe des eingeschalteten Kondensators C.

$\lambda = 1100$ m.

C	Prozentuale Verkürzung der Wellenlänge	C_A
7740 cm	2 Proz.	328 cm
6190	2.5	327
4645	3.3	327
3100	4.8	326
1550	9.0	326
774	15.0	320
516	19.5	315
387	23.0	300

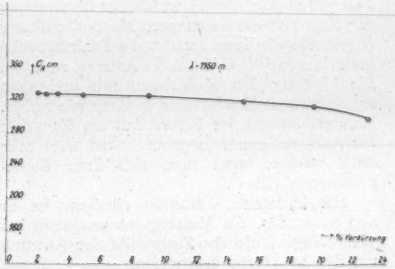


Fig. 2.

Hieraus ergibt sich das wichtige Resultat, daß bei einer prozentualen Verkürzung der Welle des Luftleiters bis zu 10 Proz. der gemessene Wert der Antennenkapazität konstant bleibt. Verkürzt man darüber hinaus, so fällt dieser Wert zu klein aus, um so mehr, je weiter man mit der Verkürzung geht.

1) Diese Zeitschr. **13**, 495, 1912.
2) M. Wien, Ann. d. Phys. **29**, 683, 1909.

Jedenfalls ist eine in der Praxis übliche Verkürzung von 25 Proz., d. h. die eingeschaltete Kapazität ist gleich der des Luftleiters, selbst für die Bestimmung nicht mehr zulässig. Dieselben Messungen wurden dann noch durchgeführt für kleinere Wellenlängen, $\lambda = 800$ m, 600 m und 380 m.

Auch hier nahm der Kapazitätswert C_A mit wachsender Verkürzung zuerst sehr langsam, dann schneller ab. Qualitativ ergab sich nichts Neues gegenüber dem bei der Welle 1100 m erhaltenen Resultat. Indessen zeigten die Anfangswerte C_A eine bemerkenswerte Eigentümlichkeit derart, daß mit abnehmender Wellenlänge die Kapazität des Luftleiters zunimmt, wie sich aus der folgenden Figur ergibt.

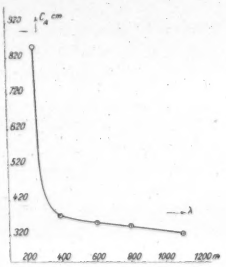


Fig. 3.

Bei der kürzesten erreichbaren Welle $\lambda = 260$ m (Eigenwelle) wurde zur Bestimmung der Kapazität die sogenannte Marconischaltung angewandt, die darin besteht, die Funkenstrecke des Primärkreises direkt in die Antenne zu legen. Die Messung der Wellenlänge mit und ohne zugeschaltetem Kondensator geschah wie vorhin. Man ersieht aus der Figur, daß die Kapazität der Antenne zuerst langsam, dann aber sehr stark wächst, wenn man sich ihrer Eigenschwingung nähert.

Um konstante Werte zu erhalten, ist es also notwendig, die Messung vorzunehmen bei Wellenlängen, die die Eigenwelle der Antenne um das 4—5fache übertreffen.

Auf die Ursache dieser Erscheinung hat schon Herr Fischer in der vorhin angeführten Untersuchung hingewiesen.

Es gelten dann nicht mehr unsere der Berechnung zugrunde gelegten Gleichungen. Bei den nun folgenden Meßreihen wurde beim Einschalten der Kondensatoren nicht wie vorhin der Spannungsknoten benutzt, sondern Stellen, die mehr oder weniger davon entfernt waren.

Hierbei traten ganz neue Erscheinungen auf, welche die folgenden Tabellen zeigen. Die Kondensatoren wurden eingeschaltet an einer Stelle, die nur 1 Windung vom Knoten entfernt lag. (Gesamtwindungszahl der Spule 30, Knotenpunkt in ihrer Mitte.)

1. $\lambda = 800$ m.

C	Prozentuale Verkürzung der Wellenlänge	C_A
7740 cm	2 Proz.	310 cm
6190	2,5	315
4645	3,0	323
3100	4,5	340
1550	8,5	335
774	14,0	333
516	18,0	326
387	21,0	310

2. $\lambda = 800$ m.

Einschaltungsstelle der Kondensatoren 10 Windungen vom Knoten entfernt.

C	Prozentuale Verkürzung der Wellenlänge	C_A
7740 cm	2 Proz.	245 cm
6190	2,5	256
4645	3,3	277
3100	4,8	306
1550	9,0	320
774	15,0	308
516	19,5	298
387	23,0	287

3. $\lambda = 800$ m.

Einschaltungsstelle Luftdraht-Verlängerungsspule. (15 Windungen vom Knoten.)

C	Prozentuale Verkürzung der Wellenlänge	C_A
7740 cm	2 Proz.	
6190	2,5	
4645	3,0	171 cm
3100	4,5	216
1550	8,5	243
774	15,0	267
516	19,5	261
387	23,0	247

4. $\lambda = 800$ m.

Gleich große Kapazitäten links und rechts vom Knoten eingeschaltet.

C	C_A
4650 cm	118 cm
3100	190
1550	230
775	252

5. $\lambda = 800$ m.

Kapazität im Knoten eingeschaltet. An der Antennenverlängerungsspule lag eine Windung als „tote" Selbstinduktion.

C	C_A
7740 cm	338 cm
6190	342 „
4645	317

6. $\lambda = 800$ m.

Kapazität im Knoten. 2 Windungen als „tote" Selbstinduktion.

C	C_A
7740 cm	270 cm
6190	279
4645	298
3100	308
1550	308

7. $\lambda = 380$ m.

Kapazität im Knoten.

C	C_A
7740 cm	372 cm
6190	374
4645	353
3100	340
1550	336

Aus den Meßreihen 1—4 geht hervor, daß der Einfluß des Ortes, an dem man das Einschalten der Kondensatoren vornimmt, von sehr großem Einfluß auf die Größe der gemessenen Antennenkapazität ist.

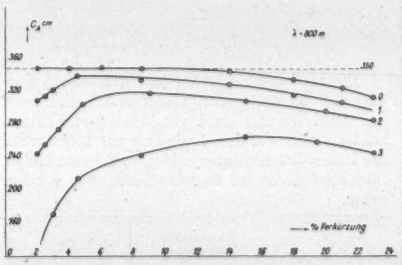


Fig. 4.

Trägt man, wie die vorstehende Figur zeigt, die Kapazität C_A als Funktion der prozentualen Verkürzung auf, so zeigt sich, daß die so erhaltenen Kurven sehr ausgeprägte Maxima haben, und ferner, daß der Höchstwert um so weniger von dem wirklichen Wert (wo die Einschaltung im Knoten erfolgt) abweicht, je näher man sich am Knoten befindet. Gleichzeitig rückt die prozentuale Verkürzung, bei der das Maximum eintritt, zu kleineren Werten.

Der gefundene Kapazitätswert weicht, wie aus 3. hervorgeht, um 100 Proz. und darüber vom richtigen Werte ab.

Es ist deshalb auf möglichst genaue Bestimmung des Knotens besonderer Wert zu legen, denn schon bei ganz geringer Entfernung von ihm (Tab. 1) treten Unterschiede von 10 Proz. auf. Unzulässig ist ferner auch das Einschalten gleich großer Kapazitäten symmetrisch zum Knotenpunkt, wie aus Tab. 4 hervorgeht.

Auch erwies es sich als schädlich, einzelne Windungen der Antennenverlängerungsspule als „tote" Selbstinduktion frei endigen zu lassen, und zwar sank die Maximalkapazität um so mehr, je größer die Anzahl dieser Windungen war (Tab. 5 und 6).

Tab. 7 endlich zeigt den Einfluß der Wellenlänge.

Die Abhängigkeit der Kapazität von der Größe der Verkürzung ist qualitativ die gleiche wie bei $\lambda = 1100$ m.

Abweichend in beiden Fällen ist nur die Größe der Antennenkapazität; bei

$\lambda = 1100$ m, $C_A = 328$ cm,
$\lambda = 380$ m, $C_A = 374$ cm.

Die Selbstinduktion des Luftleiters ergibt sich für die Welle λ dann aus der Formel

$$L_A = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 C}.$$

Um hieraus die Selbstinduktion des Luftleiters ohne Verlängerungsspule zu erhalten, muß man vom obigen Werte den Selbstinduktionskoeffizienten der Spule in Abzug bringen.

Die gleichen Resultate ergaben auch Messungen von Herrn M. Wien an einer Antenne der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin vom Jahre 1909.

Für die freundliche Überlassung derselben möchte ich auch an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

Die Methode der Verkürzung ergab bei Welle

$\lambda = 700$ m

Prozentuale Verkürzung	C_A
16 Proz.	2180 cm
23 „	1950 „

Bei Variation der Wellenlänge der Antenne ergab sich für

$\lambda =$ 700 900 2150 m,
$C_A =$ 2180 2270 1750 cm.

Die Unterschiede der Werte für die Antennenkapazitäten erklären sich ohne weiteres durch die vorhergehenden Ausführungen. Es war das Einschalten der Kondensatoren in den Luftleiter vorgenommen worden, ohne daß der Knotenpunkt besonders bestimmt worden war.

II. Verlängerung der Antenne durch Einschalten von Selbstinduktion.

Die Messung der Wellenlänge mit und ohne zugeschaltete Selbstinduktion geschah wie bei der Verkürzung.

Aus der Formel

$$L_A = L \frac{1}{\frac{\lambda'^2}{\lambda^2} - 1}$$

ergibt sich dann der Wert für die Antennenselbstinduktion, worin auch hier wiederum der Selbstinduktionskoeffizient der Verlängerungsspule enthalten ist.

1. $\lambda = 600$ m.

Selbstinduktionsspule im Knoten zugeschaltet.

L	Prozentuale Verlängerung	L_A
5900 cm	2 Proz.	273200 cm
17800	6,6	260200
34400	13,0	252000
54450	20,0	247000
70550	26,0	244200
200100	74,0	241000

2. $\lambda = 600$ m.

L	L_A
5900 cm	342900 cm
17800	380000
34400	394800
54450	384300
70550	381000
200100	360000

3. $\lambda = 600$ m.

L	L_A
5900 cm	200000 cm
17800	314800
34400	364000
54450	378500
70550	390800
200100	382100

Der Verlauf der Kurven ist auch hier wieder ein ganz ähnlicher wie bei der Verkürzung. Die Verlängerung muß im Knoten erfolgen und darf über einen bestimmten Betrag nicht hinausgehen.

Rechnet man aus der Formel

$$C_A = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 L_A}$$

die Antennenkapazität C_A aus und vergleicht den so erhaltenen Wert mit dem aus der Verkürzung sich ergebenden, so findet man, daß beide innerhalb der Meßfehler gut übereinstimmen.

Es ergeben also beide Methoden denselben Wert für die Kapazität, wenn die Messung unter Beobachtung der mitgeteilten Vorsichtsmaßregeln vorgenommen wird.

Qualitativ die gleichen Resultate ergaben wiederum auch die bereits erwähnten Messungen von Herrn Wien.

Die Abweichungen der Meßresultate untereinander und vom richtigen Werte sind bedingt durch die durch das Einschalten von Kondensatoren und Spulen veränderte Spannungsverteilung auf dem Luftleiter, die nachgewiesen wurde durch die von mir früher beschriebene Methode der Erdung.

Die beiden Methoden sind in ihrer Anwendung nicht nur auf den Sender beschränkt, sondern können ohne weiteres auch auf den Empfangsluftleiter übertragen werden.

In seiner Hallenser Dissertation[1]), „Über die Bedeutung der Erde für die Ausbreitung schneller elektrischer Schwingungen" beschreibt Herr Görnemann eine Methode zur Bestimmung der Antennenkapazität und Selbstinduktion.

Man stimmt durch Zuschalten einer Selbstinduktion L_0 den Empfänger auf die Sendewelle λ ab, darauf schaltet man in die Antenne einen Kondensator von der Kapazität c_1 und fügt zur Herstellung der Resonanz die Selbstinduktion L_1 hinzu. Bei der dritten Abstimmung treten an Stelle von $c_1 L_1$ zwei andere Größen $c_2 L_2$.

Aus diesen Werten ergibt sich dann die Antennenkapazität C_A zu

$$C_A = \frac{L_2 - L_1}{L_1 c_1 - L_2 c_2} c_1 \cdot c_1 - \frac{\lambda^2}{4\pi^2 L_0}.$$

Die Methode ist im Grunde genommen eine Kombination der Verlängerung und Verkürzung und wird deshalb auch von denselben Fehlern behaftet sein wie diese, wie sich aus Meßwerten des Herrn Görnemann ergibt, von denen einige charakteristische im folgenden mitgeteilt werden sollen.

C	Prozentuale Verkürzung	C_A
155 cm	47 Proz.	133 cm
178	43	130
208	40	126
245	36	122
300	31	118
451	23	101
727	20	67,8

1) M. Görnemann, Diss., Halle 1909.

C	Prozentuale Verkürzung	C_A
137 cm	73 Proz.	139 cm
192	46	144
311	32	151
385	29	155
503	26	166
1880	9	173

Zur Erzielung einwandfreier Resultate würde auch hier eine genaue Knotenbestimmung vorzunehmen sein, und ferner eine nicht über eine bestimmte Grenze hinausgehende Verkürzung. Die von Herrn Görnemann bei der Ableitung der angeführten Gleichung gemachten Voraussetzungen, daß der Kapazitätswert unabhängig von der Stromverteilung und der Wellenlänge ist, treffen nach dem Vorigen nur in ganz bestimmten Grenzen zu. Sie gelten keineswegs ganz allgemein.

Was die Ausführung der Messung nach dieser Methode anbetrifft, so glaube ich, daß man der Verlängerung oder Verkürzung den Vorzug geben wird, da einerseits hier nur zwei Abstimmungen vorzunehmen sind, und andererseits die Verhältnisse viel klarer und einfacher liegen wie bei der ersteren.

III. Bestimmung der Kapazität und Selbstinduktion der Antenne aus Dämpfungsmessungen.

Die Ausführung der Messung geschah in der Weise, daß zunächst nach der Bjerknesschen Resonanzmethode die Dämpfung der Antenne bestimmt wurde. Darauf wurde in den Luftleiter ein bekannter Widerstand r eingeschaltet und wiederum die Dämpfung gemessen.

Die Widerstände waren aus Manganindraht hergestellt und so dünn gewählt, daß die Widerstandserhöhung durch Skineffekt vollkommen vernachlässigt werden konnte. Sie waren zwecks Vermeidung der Erwärmung in Öl gesetzt.

Aus der Wellenlänge λ und den gemessenen Dämpfungswerten δ' und δ ergibt sich

$$C_A = \frac{15}{\pi^2}\,\frac{\lambda}{r}\,(\delta' - \delta).$$

Die erste Aufgabe war, festzustellen, ob die Größe der Antennenkapazität abhängig war von dem eingeschalteten Widerstande r. Die folgende Tabelle ergibt die Meßresultate:

1. $\lambda = 410$ m.

r	C_A	w_A
1,94 Ω	358 cm	11,6 Ω
3,05	268	16,2
10,5	188	22,8

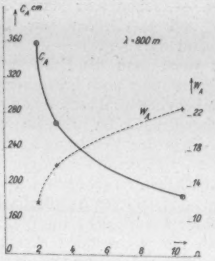


Fig. 5.

w_A ist der aus der Formel berechnete Wert des Antennenwiderstandes.

Man sieht, daß die Größe des eingeschalteten Widerstandes von großem Einfluß auf die Berechnung der Größen C_A und w_A ist.

Während die Kapazität mit zunehmendem r sinkt, steigt umgekehrt der Antennenwiderstand. Es erweist sich daher als notwendig, den einzuschaltenden Widerstand möglichst klein zu halten.

Auf die Ursache dieser Erscheinung wird am Schluß näher eingegangen werden.

Die folgende Tabelle zeigt Messungen, die nacheinander unter Konstanthaltung des Widerstandes r vorgenommen wurden, um die Fehlergrenzen der Methode festzulegen.

1. $r = 1{,}94$ Ω.

δ	δ'	C_A	w_A
0,0868	0,0982	358 cm	11,6 Ω
0,0873	0,0987	358	11,7
0,0858	0,0963	328	12,4

2. $r = 3{,}05$ Ω.

δ	δ'	C_A	w_A
0,0868	0,0997	258 cm	16,2 Ω
0,0873	0,1002	258	16,3
0,0858	0,1015	310	

3. $r = 3{,}05$ Ω.

δ	δ'	C_A	w_A
0,0937	0,0977	277 cm	16,5 Ω
0,0937	0,0962	173	26,5
0,0897	0,0932	242	17,9
0,0915	0,0945	208	21,4
0,0922	0,0952	208	21,6

Aus den Tab. 1—3 geht hervor, daß kleine Änderungen der Dämpfungen, die innerhalb der Fehlergrenzen bei der Dämpfungsmessung liegen

— 3 Proz. —, schon sehr starke Änderung in den C_A- und w_A-Größen zur Folge haben (10 Proz. und darüber).

Selbst wenn man die Fehlergrenze bei der Dämpfungsmessung noch herabsetzen würde, so wäre doch bei einer praktisch schon recht schwer zu erreichenden Größe dieselbe von 1 Proz. dieser Methode der Verlängerung oder Verkürzung um 2—3 Proz. an Genauigkeit unterlegen. Die letzteren haben ferner noch den Vorzug einer schnelleren und leichteren Ausführbarkeit für sich.

Beeinflußt werden die Dämpfungsmessungen auch durch die wechselnden Zustände der Atmosphäre, die Änderungen in der Dämpfung schon während der Zeit von zwei Messungen zur Folge haben können. Dämpfungszu- oder -abnahmen von 3—4 Proz. in ganz kurzer Zeit gehören nicht zu den Seltenheiten.

Selbstverständlich sind Messungen nach dieser Methode während Regenwetter oder Schneetreiben oder auch zu Zeiten starker luftelektrischer Störungen mit auch nur einigermaßen hinreichender Genauigkeit überhaupt nicht auszuführen.

Herr Gerth[1]) hat in seiner Hallenser Dissertation Messungen der Antennendämpfung in Abhängigkeit von eingeschaltetem Ohmschen Widerstand gemacht und einige Meßreihen mitgeteilt, die sich verwenden lassen zur Berechnung der Antennenkapazität und des Widerstandes. Die Resultate enthalten die folgenden Tabellen.

$\lambda = 400$ m.

r	C_A	w_A
3,0 Ω	237 cm	25,9 Ω
6,0	280	21,9
9,7	315	19,5
20,4	323	19,0
30,0	342	17,8

$\lambda = 600$ m.

r	C_A	w_A
4,5 Ω	417 cm	17,3 Ω
9,7	344	20,6
20,4	389	18,5
30,0	385	18,8
40,3	390	19,4

$\lambda = 800$ m.

r	C_A	w_A
4,5 Ω	436 cm	5,3 cm
7,8	461	5,0
15,5	424	5,4
20,5	438	5,3
27,2	453	5,1
40,0	462	5,0

1) F. Gerth, Diss., Halle 1909. (Diese Zeitschr. 11, 16, 1910.)

Auch hier ergibt sich eine Abhängigkeit der Antennenkapazität von der Größe des eingeschalteten Widerstandes.

Da nun möglicherweise durch das Einschalten des Widerstandes r die Strahlung der Antenne sich derart ändern kann, daß der Ansatz der zweiten Gleichung

$$\delta' = \pi (w + r) \sqrt{\frac{C}{L}}$$

nicht mehr statthaft ist, so wurde die Methode auf den geschlossenen Schwingungskreis übertragen, bei dem die Strahlung nur einen vernachlässigbaren Teil der Verluste ausmacht. Die Kapazität dieses Kreises wurde gebildet durch die schon vorhin erwähnten Preßgaskondensatoren.

Die folgende Tabelle enthält die gefundenen Meßresultate.

r	C	w
1,94 Ω	1575 cm	0,83 Ω
3,05	1530	0,85
10,50	1190	1,12

Größe der nach der Brückenmethode gemessenen Kapazität $C_A = 1550$ cm.

Die Übereinstimmung der beiden ersten Reihen mit diesem Resultat ist eine gute zu nennen, erst bei 10 Ohm Widerstand tritt auch hier wiederum eine Abnahme des berechneten Kapazitätswertes ein.

r	C	w
1,94 Ω	605 cm	1,80 Ω
3,05	622	1,75
10,50	620	1,76

r	C
1,94 Ω	411 cm
3,05	390

Auch hieraus geht wiederum ganz deutlich hervor, daß mit wachsender Größe des eingeschalteten Widerstandes die Kapazität C qualitativ in der gleichen Weise abnimmt wie bei strahlenden Systemen, wenn auch nicht so stark, wie aus 2. und 3. hervorgeht.

Wie genau die Bestimmung des Dekrementes bei diesen Meßreihen war, mögen die folgenden Angaben zeigen.

	$w = 0\,\Omega$	$w = 1{,}94\,\Omega$	$w = 3{,}05\,\Omega$
1.	0,0439	0,0507	0,0541
2.	0,0443	0,0507	0,0534
3.	0,0448	0,0503	0,0541

Die größte Abweichung beträgt ca. 2 Proz.

in den Dekrementen, was für die Kapazität C schon einen Fehler von ca. 6 Proz. ausmacht.

Aus allen diesen Resultaten ergibt sich mit deutlicher Sicherheit, daß die gefundenen Abweichungen nur zum kleinsten Teile ihre Ursache haben in einer Veränderung des Strahlungswiderstandes der vorhin beschriebenen Art.

Offener und geschlossener Kreis zeigen dasselbe Verhalten.

Nach alledem mußte die Ursache der Erscheinung an einer anderen Stelle gesucht werden und das Nächstliegendste war, sie in der Dämpfung des Stoßkreises und ihren Einfluß auf den Sekundärkreis zu suchen.

Das Dekrement des letzteren wird dann unabhängig sein von der Dämpfung des Primärkreises, wenn diese nach Herrn M. Wien das 10—20fache des Sekundärkreises ist. Angenommen, dieses wäre der Fall für den Widerstand 0 Ω. Schaltet man dann nach und nach immer größere Widerstände in den zweiten Kreis (Antenne) ein, so wird die Stoßerregung schlechter und schlechter werden, d. h. das Dekrement des letzteren wird mehr und mehr vom Primärkreis beeinflußt werden. Gleichzeitig tritt dann außerdem noch der Einfluß der Kopplung hervor.

Aus den Gleichungen für die Dämpfungsdekremente gekoppelter Oszillatoren in Verbindung mit der Gleichung für die Kapazität des Kreises ergibt sich, daß die Größe der letzteren mit wachsendem eingeschalteten Widerstand zu- oder abnehmen kann, je nachdem der erste oder zweite Faktor vorherrschend wird.

Daß eine Vergrößerung der Kapazität mit eingeschaltetem Widerstand eintreten kann, zeigt außer den vorhin angeführten Meßresultaten des Herrn Gerth eine eigene Meßreihe.

$$\delta_p = 0{,}4; \quad \delta_s = 0{,}048; \quad \frac{\delta_p}{\delta_s} = 8{,}2,$$

δ_p Dämpfung des Primärkreises,
δ_s Dämpfung der Antenne ohne eingeschalteten Widerstand.

r	C	δ_s'	δ_p/δ_s
$r = 1{,}94\ \Omega$	320 cm	0,052	7,7
$r = 3{,}05$	350	0,056	7,1
10,50	381	0,077	5,2

Es wurde nun versucht, die Dämpfung des Primärkreises zu erhöhen, einmal künstlich durch Hinzufügen von Manganindraht, und zweitens durch Verwendung sehr kurzer Funkenlängen, wie sie beispielsweise bei den Stoßfunkenstrecken der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie benutzt werden, die mir von Herrn Prof. M. Wien freundlichst geliehen worden waren.

Indessen gelang es in beiden Fällen nicht, vollkommen eindeutige Resultate zu erhalten. Beim Hinausgehen über $r = 3\ \Omega$ in unserem Spezialfall (was ca. 30 Proz. des Gesamtwiderstandes bedeutet) zeigten die erhaltenen Werte für die Kapazität mehr oder weniger große Abweichungen.

Leider ist es mir infolge anderweitiger Beschäftigung nicht möglich, diese Untersuchung fortzusetzen und die Frage nach der wirklichen Ursache der Erscheinung zu klären.

Eine Fortsetzung der Untersuchung erscheint notwendig und Erfolg versprechend, denn wenn es gelingt, die Kapazität, Selbstinduktion und den Widerstand des Schwingungskreises eindeutig zu bestimmen, so könnte man diese Methode zweckmäßig zur Bestimmung des effektiven Widerstandes von Spulen bei schnellen Schwingungen und damit zur Prüfung der von mehreren Autoren dafür aufgestellten Formeln verwenden.

Als sicher ergibt sich aus den Messungen, daß die Abweichungen der Kapazitätswerte bei Luftleitern nicht durch die Veränderung des Strahlungswiderstandes hervorgerufen werden, die in Widerspruch stehen mit der Formel

$$\delta' = \pi (w + r) \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Auch wird man die Ursache nicht suchen dürfen in einer mehr oder weniger idealen Stoßerregung, vorausgesetzt, daß der Primärkreis mindestens 10—20mal so stark gedämpft ist wie der Sekundärkreis.

Auf ähnliche Schwierigkeiten wie die erwähnten scheinen auch die Herren Eccles und Makower[1]) bei ihrer Untersuchung „Über den Wirkungsgrad der Löschfunkenstrecken usw." gestoßen zu sein. Sie messen nach derselben Methode den Widerstand eines geschlossenen Kreises und finden eine starke Abhängigkeit desselben von der Größe des zugeschalteten Widerstandes z. B. bei

$$r = 4{,}7\ \Omega, \quad w = 13{,}5\ \Omega,$$
$$r = 21{,}3\ \Omega, \quad w = 32{,}8\ \Omega,$$

und

$$r = 123{,}0\ \Omega, \quad w = 80{,}7\ \Omega.$$

Die Abweichungen sind hier viel größer wie in den mitgeteilten Meßreihen, da die eingeschalteten Widerstände bedeutend höher sind. Aus ihren Angaben über die elektrischen Dimensionen der Kreise lassen sich die Dekremente für die verschiedenen eingeschalteten Widerstände berechnen, wobei sich zeigt, daß die gemessenen Werte viel zu klein ausfallen gegenüber den berechneten. So ergibt beispielsweise die Rechnung für einen eingeschalteten Widerstand von 123 Ω ein Dekrement $\delta = 0{,}97$,

1) Jahrb. d. drahtl. Telegraphie **4**, 253, 1911.

die Messung indessen nur 0,64, also einen um 50 Proz. kleineren Wert.

Bei den von ihnen teilweise benutzten hohen Widerständen tritt sicherlich schon der Fall ein, daß der Sekundärkreis stärker gedämpft ist wie der Primärkreis, was zur Folge hat, daß das gemessene Dekrement jenes Kreises zu klein ausfallen muß. Zur Erlangung „reiner" Dämpfungen des Sekundärkreises hätte man dem Primärkreis ein Dekrement $\delta = 9$ (!) geben müssen.

Die Wirkungen schwach gedämpfter Kreise auf stärker gedämpfte sind von Herrn Wien[1]) untersucht worden. Bei einem Dämpfungsverhältnis $\frac{\delta_p}{\delta_s} = \frac{1}{2,5}$ findet er je nach der Größe der Koppelung zwischen beiden Kreisen Werte des δ_s, die zwischen 0,097 und 0,044 liegen, wobei der Wert δ_s des ungekoppelten Sekundärkreises 0,087 betrug.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich, daß Widerstandsmessungen aus Dämpfungsbeobachtungen nur dann richtige Werte liefern können, wenn das Dekrement des zu messenden Kreises als vollkommen unabhängig von der Dämpfung des Primärkreises angesehen werden kann, eine Forderung, die bei einer Anzahl der Messungen der Herren Eccles und Makower nicht erfüllt war.

Allgemein kann man sagen, daß die Methode viel schwieriger, umständlicher und ungenauer ist wie die beiden unter I. und II. beschriebenen, deren Anwendung daher in allen Fällen vorzuziehen sein wird.

Zusammenfassung.

Die zur Bestimmung der Kapazität und Selbstinduktion von Luftleitern üblichen Methoden der „Verkürzung" und „Verlängerung" werden hinsichtlich ihrer Genauigkeit und der Grenzen ihrer Anwendungsmöglichkeit untersucht.

Dabei ergab sich, daß

die zur Verkürzung eingeschaltete Kapazität möglichst genau in den Spannungsknoten des Luftleitergebildes gelegt werden muß und die durch sie hervorgerufene Verkürzung der Wellenlänge die Größe von 20—25 Proz. nicht überschreiten darf.

Das gleiche gilt für die zwecks Verlängerung eingeschaltete Selbstinduktion.

Die Genauigkeit der Messung der beiden Größen läßt sich ohne Schwierigkeiten auf 1—2 Proz. bringen.

Eine dritte Methode, Kapazität und Selbstinduktion aus Dämpfungsmessungen zu bestimmen, erfordert eine Genauigkeit der Dekrementsbestimmung unter 1 Proz.

Sie ist nicht anwendbar bei schnell wechselnden Zuständen der Atmosphäre, die die Dämpfung des Luftleiters beeinflussen.

Die Größe der eingeschalteten Widerstände darf 20 Proz. des ursprünglich im Kreise liegenden nicht übersteigen.

An Genauigkeit und Schnelligkeit der Ausführung ist diese Methode den beiden ersteren bedeutend unterlegen.

Der Vorzug der Methode liegt darin, daß sie außer der Kapazität und Selbstinduktion des Kreises (offener oder geschlossener) gleichzeitig noch die Größe des effektiven Widerstandes zu bestimmen gestattet.

Halle a. S., Physikalische Versuchsstation, April 1912.

(Eingegangen 3. Juni 1912.)

1) M. Wien, Ann. d. Phys. **29**, 711, 1909.

Ionendiffusion in Röhren aus verschiedenem Material.

Von E. Hensel.

I. Teil.

1. Einführung. Wir haben ein Gas, etwa Luft, ionisiert und heben nun die ionisierende Wirkung auf. Dann verschwindet die Leitfähigkeit des Gases allmählich, einmal durch Wiedervereinigung der Ionen beiderlei Zeichens und dann durch Diffusion der Ionen an die Gefäßwandung, wo sie ihre Ladung abgeben.

Um diesen Leitfähigkeitsverlust durch Diffusion näher zu untersuchen, wandte Townsend[1]) folgende sinnreiche Methode an: er brachte das ionisierte Gas — wir wollen immer Luft annehmen — künstlich mit der Gefäßwand stärker in Berührung, indem er die Luft durch enge Röhrensysteme saugte, wodurch er eine relativ zum Luftvolumen große Wandungsfläche erzielte. Es diffundiert ein um so größerer Teil der Ionen an die Wandung, je geringeren Durchmesser die Röhren haben und je langsamer der Luftstrom sich bewegt. Letzteres ist natürlich nur bis zu einer gewissen unteren Grenze zulässig, da schließlich der Einfluß der Wiedervereinigung sich stärker bemerkbar macht.

Über diese Wirkung der Wandungen nun, diesen „effect of the sides", sind die Anschauungen noch nicht völlig geklärt. Vielfach nimmt man an, daß die Röhrenwand — es handelt sich vorläufig immer um metallische Röhren — eine Art absorbierende Wirkung auf die Ionen ausübt oder auch, daß das Metall gleichsam als Katalysator wirkt. Townsend nimmt an,

1) Townsend, Phil. Trans. **193** A, 1900; **195** A, 1901.

daß die positiven und negativen Ionen als konstituierende Teile von zwei verschiedenen Gasen betrachtet werden können. Nun bewegt sich eine Mischung von Luft mit positiven und negativen Ionen in einer Röhre. Jedes Ion, welches die leitende Wand trifft, wird absorbiert. Es bewirkt so einen ionenfreien Raum in etwa Molekularabstand von der Wand, in den die positiven und negativen Ionen nach den Gesetzen der gewöhnlichen Gasdiffusion diffundieren. Je größer der Diffusionskoeffizient, um so mehr Ionen werden diesen Raum erreichen, und eine um so größere Ionenabsorption wird während des Durchgangs der Mischung durch die Röhre stattfinden. Indem man nun das Verhältnis der Menge positiver bzw. negativer Ionen in einer bestimmten Luftmenge vor und nach dem Durchgang durch die Röhren mißt, kann man den Diffusionskoeffizienten berechnen.

Mehr Wahrscheinlichkeit hat aber folgende Vorstellung: Wenn ein Ion in die Nachbarschaft der festen Röhrenwand kommt, so induziert es dort eine entgegengesetzte Ladung. Es bildet sich so ein elektrisches Feld aus, unter dessen Einfluß es sich gegen die Wand hin bewegt. Dort wird es dann durch die entgegengesetzte Ladung neutralisiert. Dadurch wird nun die Gasschicht, die sich in der Nähe der Röhrenwandung befindet, ärmer werden an Ionen gegenüber den Teilen in der Umgebung der Röhrenachse. Es entsteht ein Ionenkonzentrationsgefälle, die Ionen werden nach der Ionenwandung strömen usw.

Hier wart nun Townsend schon die Frage auf, ob nicht das Material der Röhrenwandung von Einfluß, ob eine spezifische Wirkung der Metalle zu erwarten sei.

Nach der Elektronentheorie der Metalle schreibt man diesen eine schwammartige Struktur zu, die aus den neutralen Molekülen und den positiven Ionen gebildet wird, zwischen denen sich die freien Elektronen hin- und herbewegen. Diese vermitteln den elektrischen Strom und auch — wenigstens zum größten Teil — die Wärmeleitung. Sie haben daher auch den Namen Leitungselektronen. Daneben nimmt man auch in Metallen, besonders aber in Dielektrika, sogenannte gebundene Elektronen an. Diese schwingen innerhalb des Atomenverbandes um gewisse Gleichgewichtslagen. Durch ein elektrisches Feld werden sie aus dieser Lage entgegen gewissen quasielastischen Kräften um ein geringes verschoben; sie führen daher den Namen Verschiebungs- oder Polarisationselektronen. Sie spielen hauptsächlich in dielektrischen Medien eine Rolle, in Metallen ist ihre Zahl und ihre Wirkung gegenüber den freien Elektronen gering. Die freien Elektronen bedingen also die Leitfähigkeit, die bei den verschiedenen Metallen verschieden ist. Sie haben daher auch verschiedene Elektronenkonzentration. Riecke[1]) hat für eine Anzahl Metalle diese Größe N berechnet. Sie ist z. B. für die untersuchten Metalle

	$N \cdot 10^{-22}$	
	18° C	100° C
Al	31,5	30,9
Fe	6,0	5,7
Pb	4,8	4,5

Man sollte annehmen, daß die freien Elektronen bei ihrer Bewegung auch zuweilen aus dem Metall austreten; doch ist dieses nicht so ohne weiteres der Fall. Die Oberfläche des Metalls setzt dem Austritt der Elektronen einen gewissen Widerstand entgegen. Es besteht an der Oberfläche eine dem Austritt der Elektronen entgegenwirkende Potentialdifferenz. Lenard[2]) nimmt bei seinen lichtelektrischen Untersuchungen auch eine verzögernde Kraft an der Oberfläche auf die Elektronen wirkend an.

Man hat auch versucht, diese Potentialdifferenz zu berechnen. Riecke wandte zuerst die Gasgesetze auf die Bewegung der Elektronen in Metallen an, von der Annahme ausgehend, daß die Fernkräfte zwischen den einzelnen Teilchen selbst von ebenso untergeordneter Bedeutung seien wie bei den Molekülen der Gase. Diese Anwendung hat sich denn als äußerst fruchtbringend erwiesen. Debye[3]) versucht die Austrittsarbeit zu berechnen und kommt zu folgendem Ergebnis: Damit ein Elektron, das sich mit dem Metall im Temperaturgleichgewicht befindet, durch seine kinetische Energie die Austrittsarbeit überwindet, müßte es eine Temperatur besitzen $> 1100^0$, ev. $> 11000^0$ (absolut). Also wird bei mittlerer Temperatur nur eine geringe Zahl von Elektronen austreten. Auch O. W. Richardson[4]) machte einen Versuch, diese Arbeit zu berechnen. Er kommt zu dem Resultat, daß Elektronen austreten, wenn die Komponente ihrer Geschwindigkeit normal zur Oberfläche

$$\geq \sqrt{\frac{2}{m}\Phi}$$

ist, worin Φ die Arbeit ist, die von dem Elektron beim Passieren der Oberflächenschicht geleistet wird. Sie ist indirekt proportional der dritten Wurzel aus dem Atomvolumen des betreffenden Elements.

Es trat nun die Frage auf, ob diese Oberflächenschicht auf elektrische Teilchen, die von

1) Riecke, diese Zeitschr. **10**, 508, 1909.
2) Lenard, Ann. d. Phys. **8**, 149, 1902.
3) Debye, Ann. d. Phys. **33**. 441, 1910.
4) O. W. Richardson, Phil. Trans. **201** A, 1903.

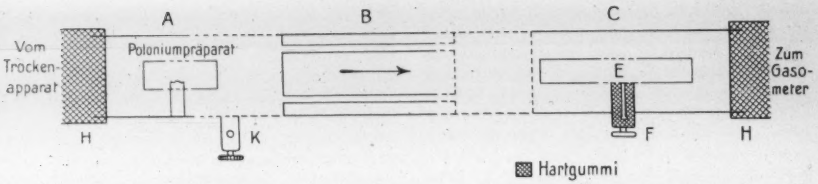
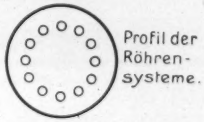


Fig. 1.

außen sich ihr nähern, bei verschiedenen Metallen von verschiedenem Einfluß sei, ob also bei der Ionendiffusion eine spezifische Wirkung des Metalls zu erwarten sei. Wurde kein Einfluß beobachtet, so schloß sich als natürliche Fortsetzung daran, festzustellen, daß dann auch bei dielektrischen Medien, wo diese Oberflächenschicht nicht oder doch nur in geringem Maße vorhanden ist, sich dieselben Resultate wie für Metalle ergeben.

2. Versuchsanordnung (s. Fig. 1). Aus der Trockenvorrichtung (s. u.) trat die von Feuchtigkeit und Staub befreite Luft bei H in den Versuchskanal. Es war dieses eine Messingröhre A von 50 cm Länge und 3,2 cm Durchmesser, die gegen den Trockenapparat durch eine ca. 5 cm lange Hartgummiröhre isoliert war, die vor direktem Licht geschützt wurde. In der Messingröhre A befand sich ein Poloniumpräparat (von Prof. Giesel 19. V. 1909). Es konnte meßbar in dem Versuchsrohr verschoben werden. An diese Röhre A schloß sich eine Röhre von demselben Durchmesser und 10 cm Länge. Sie war mit A verbunden durch eine Muffe, ein Röhrenstück von etwa 5 cm Länge, dessen innerer Durchmesser gleich dem äußeren von A und B ist. In die Röhre B wurden die kleinen Röhrensysteme genau eingepaßt.

Die Röhrensysteme bestanden aus einem Vollzylinder (für die Hauptzahl der untersuchten Stoffe) von 10 cm bzw. 5 cm und 1 cm Länge. Aus diesem Vollzylinder waren Röhren von 0,3 cm Durchmesser ausgebohrt. Die Mittelpunkte der Querschnitte dieser Röhren lagen auf einem Kreise mit dem Durchmesser 2 cm. Das Profil der Röhrensysteme zeigt Fig. 2. An die Röhre B ist wieder durch eine Muffe die Röhre C (3,2 cm Durchmesser und ca. 12 cm Länge) geschlossen. In dieser befindet sich eine Zylinderelektrode von 10 cm Länge und 0,8 cm Durchmesser, von welcher ein Draht isoliert durch die Röhrenwand nach außen zur Klemme F geführt ist. An die Röhre C schließt sich wieder ein gleiches Stück Rohr aus Hartgummi H wie bei H an, von wo eine Röhre ausgeht, die sich in zwei Zweige gabelt. Der



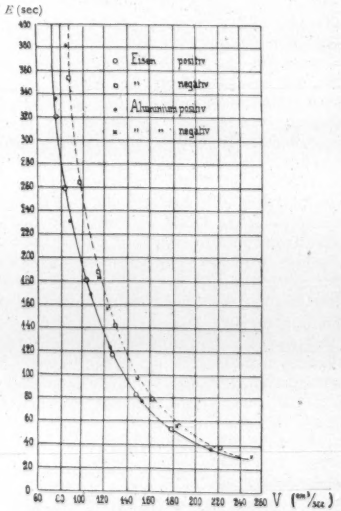


Fig. 2.

eine führt nach dem Gasometer, der andere in die freie Luft. Jede dieser beiden Röhren kann vermittels einer Verschraubung durch eine Gummischeibe luftdicht abgeschlossen werden.

Wir benutzen bei unseren Versuchen trockene Luft. Diese erhalten wir, indem wir die Außenluft vor ihrem Eintritt in die Versuchsröhre durch einen Trockenapparat saugen. Dieser besteht aus einer großen Flasche (70 cm Höhe,

28 cm Durchmesser), welche mit Bimssteinstücken gefüllt ist, die vollständig mit konzentrierter Schwefelsäure getränkt sind. Danach tritt die Luft in vier parallel geschaltete Glasröhren (120 cm Länge, 6 cm Durchmesser), die zur Hälfte mit Phosphorpentoxyd angefüllt sind. Daran schließt sich noch ein großer Wattefilter, um die Luft von Verunreinigungen zu befreien. Hierauf folgt dann der Versuchskanal.

Der Luftstrom wurde von einem Gasometer erzeugt, dessen Höhe 1 m betrug; 0,1 cm der Höhe entsprach 1 Liter. Er wurde durch einen Elektromotor angetrieben, dessen Gang durch eine Wirbelstrombremse reguliert wurde. Die Steiggeschwindigkeit der Gasometerglocke wurde an einer mit der Glocke verbundenen Skala mittels einer Lupe abgelesen und daraus dann die Luftgeschwindigkeit berechnet.

3. Messung. Die eigentliche Messung bestand in der Bestimmung von Sättigungsströmen mit Hilfe eines Dolezalekschen Quadrantenelektrometers mit Fernrohrablesung bei einem Skalenabstand von ca. 1,5 m. Es war in einen großen Messingkasten eingeschlossen zum Schutz gegen äußere elektrostatische Einflüsse. Auch der Zuleitungsdraht zur Elektrometernadel war durch ein Messingrohr geschützt. Die Empfindlichkeit des Elektrometers betrug ca. 50 Skalenteile für 1 Volt. Diese wurde erreicht durch Anlegung einer Hilfsladung an die Nadel von 100 Volt. Auch wurde ein feiner Quarzfaden eingezogen, der nach dem Bestelmeyerschen Verfahren platiniert worden war. Bei dem eigentlichen Versuch wurde das eine der geerdeten Quadrantenpaare isoliert. Da aber Fernrohrablesung benutzt wurde, mußte diese Isolierung aus der Ferne geschehen, wozu der bekannte Rutherfordsche Schlüssel benutzt wurde. Zur Anlegung der Hilfsladung an die Nadel und zur Erzeugung des elektrischen Feldes wurden drei Krügerbatterien benutzt. Selbst bei der höchsten Luftgeschwindigkeit von ca. 250 ccm pro Sekunde, die benutzt wurde, war bei angelegter Spannung von 70 Volt schon der Sättigungsstrom erreicht. Bei den Versuchen wurden aber stets 120 Volt an die Röhre bei der Klemme K angelegt.

Bevor der eigentliche Versuch begann, wurde die Luft erst ca. 5 Minuten durch die Röhre gesaugt, um die angesammelten Ionen zu entfernen. Dann wurde das an der Meßelektrode F liegende Quadrantenpaar isoliert und vermittels einer Stoppuhr die Zeit bestimmt, die die Nadel zum Überstreichen einer bestimmten Anzahl Skalenteile braucht. Gleichzeitig wurde mit einer zweiten Stoppuhr die Luftgeschwindigkeit bestimmt, indem vor und nach der Elektrometerablesung am Gasometer eine Ablesung gemacht wurde. Eine ausführlich mitgeteilte Tab. I mag dieses näher erläutern.

Um etwaige Fehler, die bei dieser Ablesung der Gasometergeschwindigkeit durch unregelmäßigen Gang des Elektromotors unterlaufen konnten, vollständig auszumerzen, wurden die Sättigungsströme bei verschiedenen Gasometergeschwindigkeiten bestimmt und ihre Abhängigkeit von dieser Geschwindigkeit graphisch aufgetragen. Die Beziehung ist keine lineare; bei größeren Geschwindigkeiten steigt der Sättigungsstrom langsamer, weil dann die Wiedervereinigung eine größere Rolle spielt. Es möge hier eine Versuchsreihe folgen. Auf der x-Achse werden die Zeiten E in Sekunden aufgetragen, welche die Elektrometernadel für das Überstreichen einer bestimmten Anzahl von Skalenteilen braucht. (Tab. I, 4. Spalte.) Als Ordinaten wurde die entsprechende Luftgeschwindigkeit V in der Hauptröhre in Kubikzentimetern pro Sekunde aufgetragen (5. Spalte). Diese wird erhalten durch Division der Werte aus (1) und (2). Spalte 1 gibt die Anzahl Zentimeter an, um die der Gasometer in einer bestimmten Zeit (I, Spalte 2) steigt. 0,1 cm entspricht 1000 ccm Luft, die durch den Versuchskanal gesaugt ist. An der Röhre liegt positive Spannung, also haben wir es hier mit den positiven Ionen zu tun.

Tabelle I.

Gasometer		Elektrometer		Aus 1 u. 2 berechnete Geschwindigkeit
Skala cm	Zeit sec	Skala	Zeit E (sec)	V cm³/sec
1	2	3	4	5
28,6—29,8	36	51—10	20,3	333
32 —33,2	40,4	—	24,8	297
36,8—38,3	77,6	—	58,8	193,3
40,4—42	86,7	—	67,5	184,5
43,7—45,4	94	—	70,1	180,9
46,7—48,5	103,2	—	76,7	174,4
49,8—51,5	100,2	—	80,2	169
52,4—54,1	100,6	—	80,3	169
57,1—58,8	104,7	—	88,4	162,4
59,6—61,5	130,8	—	111,5	145,3
62,6—64,6	143,4	—	122,1	139,7
67,1—69,2	162	—	142	129,6

4. Versuchsergebnisse mit verschiedenen Metallen. Es seien nun die Beobachtungen für Aluminium, Eisen, Blei und Messing mitgeteilt. (Tab. II—IV.) Die Röhrensysteme für Aluminium, Eisen und Blei waren Vollzylinder, aus denen dann die engen Röhren ausgebohrt wurden. Beim Messing dagegen waren entsprechend enge Röhren in zwei Scheiben (3,2 cm Durchmesser) eingesetzt. Es zeigte sich aber, daß die Masse des Metalls nicht von Einfluß war.

Bei den folgenden Beobachtungen war der Abstand des Präparates stets derselbe, und zwar 35 cm vom Ende der Röhre A. Eine Verschiebung des Präparates um 5—10 cm erwies sich von ganz geringem Einfluß. Auch die angelegte Spannung war, absolut genommen, stets = 120 Volt. Ebenso war die Empfindlichkeit der Nadel nicht variiert. Trotzdem ließen sich die an verschiedenen Tagen gemachten Beobachtungen für die verschiedenen Metalle nicht ohne weiteres vergleichen. Es wurde daher ein Normalmetall angenommen, und zwar wurde als solches Aluminium gewählt, auf das die Messungen für die anderen Metalle bezogen wurden, d. h. es wurde im Anschluß an jeden Versuch eine Beobachtungsreihe für Aluminium vorangestellt oder nachgeschickt. Es bedeutet — wie bei Tab. I unten angegeben — V die Geschwindigkeit des mit Hilfe des Gasometers erzeugten Luftstroms in Kubikzentimetern pro Sekunde, E die Zeit in Sekunden, die die Galvanometernadel zum Überstreichen der jedesmal in der zweiten Kolumne angegebenen Skalenteile braucht. Die vorstehenden Tab. II—IV zeigen die geringen Unterschiede für die verschiedenen Metalle immer in bezug auf Aluminium.

Tabelle II. (Kurve I.)

V	Skala	E	V	Skala	E
Blei positiv			Aluminium positiv		
70,1	46—91	350,2	69,8	46—91	390
85,6	—	238	81,1	—	265,2
96,2	—	194,4	98,7	—	189,8
110,7	—	148,8	117,2	—	130,4
131	—	103,8	126,1	—	112,2
154,3	—	75	165,9	—	61
226,2	—	32,4	221,6	—	32,6
Blei negativ			Aluminium negativ		
94,2	47—2	207,4	82,5	47—2	447
98,1	—	200,2	103,8	—	250,6
109,3	—	199,8	109	—	209,2
136,2	—	117,1	135,5	—	125,3
144,3	—	101,2	160,6	—	83,6
211,3	—	42	186,3	—	60,3
264,4	—	26,2	285,7	—	20,7

Tabelle III. (Kurve II.)

V	Skala	E	V	Skala	E
Messing positiv			Aluminium positiv		
82,1	47—92	314,6	78,7	48—93	369
117,7	—	156,6	88,5	—	264,2
124,7	—	138,3	117,3	—	154,1
146,8	—	96	131,2	—	127,2
165,56	—	72,6	161,6	—	80
174,2	—	65	175,3	—	65,2
237,62	—	35,9	208,8	—	42
Messing negativ			Aluminium negativ		
93,9	47—2	361	95,8	47—2	328
105,3	—	248,2	102,7	—	264,2
110,4	—	217	117,9	—	188
123,1	—	169,6	134,2	—	140,4
146,7	—	114,8	140,7	—	125,6
173,9	—	76,4	170,1	—	80,6
245,8	—	37,6	194	—	57,4

Tabelle IV. (Kurve III.)

V	Skala	E	V	Skala	E
Eisen positiv			Aluminium positiv		
75,3	45—90	320	74,2	45—90	335,8
81,8	—	259,4	87,8	—	230,1
102,2	—	181	106,1	—	168,2
126,3	—	117,6	124	—	122,8
148,1	—	82,6	153,5	—	77,8
178,7	—	54	213,6	—	37
Eisen negativ			Aluminium negativ		
86,7	46—1	353	85,6	46—1	382
96,5	—	264,2	113,8	—	183
113,7	—	187,9	121,7	—	156,8
128,1	—	142	149,1	—	97,4
162,6	—	79,2	183,1	—	58,3
223	—	38,3	250	—	30,8

5. Diskussion des Resultats. Es sei gleich hier gesagt, daß der Unterschied der Stromwerte bei den verschiedenen Metallen von derselben Größenordnung ist, wie die Schwankungen der Stromwerte bei ein und demselben Metalle. Ein spezifischer Einfluß der verschiedenen Metalle auf die Ionendiffusion ist also nicht nachgewiesen. Für die positiven und negativen Ionen ist bei kleineren Luftgeschwindigkeiten ein gewisser Unterschied in der Sättigungsstromstärke; diese ist für die negativen Ionen kleiner als für die positiven. Grund hierfür ist, daß die beweglicheren negativen Ionen sich leichter molisieren; bei größeren Luftgeschwindigkeiten verschwindet dieser Unterschied und schlägt schließlich ins Gegenteil um.

II. Teil.

Untersuchung bei dielektrischen Medien.

6. Einführung. Die Elektronentheorie der Metalle nimmt an, daß in ihnen freie und gebundene Elektronen vorhanden seien, und zwischen ihnen eine Art von beweglichem Gleichgewicht bestehe. Die freien Elektronen vermitteln den elektrischen Strom und auch den Hauptteil der Wärmeleitung. Sie sind bei den Nichtleitern, den sog. dielektrischen Medien, nicht vorhanden. Bei diesen nimmt man nur gebundene Elektronen an, die innerhalb der Atome um bestimmte Gleichgewichtslagen schwingen. Die Wirkung eines Feldes verläuft also vollständig im Innern dieser Medien. Die durch sog. quasielastische Kräfte gebundenen Elektronen werden aus ihrer Gleichgewichtslage ein wenig verschoben, ohne aber den Atom-

verband zu verlassen. Es treten also auch nach außen hin keine Elektronen aus.

Wie im ersten Teil gezeigt, ist eine spezifische Wirkung der Metalle auf die Diffusion nicht beobachtet. Es lag daher die Annahme nahe, daß die Diffusion auf einer reinen Oberflächenwirkung beruhe, das Feld der in den Metallen befindlichen freien Elektronen ohne Einfluß sei. Traf diese Annahme zu, so mußte die Diffusion bei Nichtleitern von derselben Größenordnung sein wie bei Leitern.

7. Die untersuchten Stoffe. Um einen gewissen Übergang von den Leitern zu den Nichtleitern zu haben, wurde untersucht: Gips, Holz, dann Glas und Hartgummi, und zwar wurden wieder Röhrensysteme angefertigt, von genau denselben Dimensionen wie für die Metalle.

Auch bei den Dielektrika wurden die Messungen auf Aluminium bezogen. Vor Beginn wurde, wie vorher, der Luftstrom erst einige Minuten durch den Versuchskanal gesaugt, um die angesammelten Ionen zu entfernen. Auch lag die Spannung schon einige Zeit an der Röhre, so daß die Dielektrika vollständig polarisiert waren.

8. Versuchsergebnisse. In den Tabellen V—VIII sind die Messungen mitgeteilt.

Tabelle V. (Kurve IV.)

V	Skala	E	V	Skala	E
Gips positiv			Aluminium positiv		
86,7	47—92	335,4	87,8	47—92	314,7
95,6	—	241	99,7	—	217
119,8	—	141,7	113	—	160,2
138,2	—	99,3	145,9	—	89,2
154,3	—	80	175,9	—	62
178,1	—	60,1	190,2	—	53,7
206,2	—	45	225,1	—	38,4
Gips negativ			Aluminium negativ		
102,1	48—3	328,9	102	48—3	304,8
110	—	237,2	108,1	—	267,2
117,4	—	192,1	116	—	196,9
123,7	—	168,2	131,2	—	149,1
138,8	—	118,4	141,4	—	113,7
172,9	—	72	162,3	—	82,1
202	—	50,7	208,8	—	47

Tabelle VI. (Kurve V.)

V	Skala	E	V	Skala	E
Holz positiv			Aluminium positiv		
91	50—95	332,5	95,9	51—96	298,4
118,3	—	174	132,2	—	136,1
129,8	—	143	151	—	95,4
146,6	—	104,1	166,1	—	76,7
178,2	—	65	188,9	—	60
193,3	—	56,4	193,8	—	55,2
208,1	—	51	215,2	—	46,5
Holz negativ			Aluminium negativ		
108,8	51—6	342,2	109,8	51—6	313,4
115,4	—	250,3	111,4	—	290
138,4	—	146	119,1	—	226,4
142,1	—	134,2	126,8	—	186,1
161	—	93,8	142	—	134,7
195,6	—	61,6	183,4	—	69,8
241	—	46,2	218,2	—	50,1

Tabelle VII. (Kurve VI.)

V	Skala	E	V	Skala	E
Glas positiv			Aluminium positiv		
91,1	46—91	275,2	82,7	46—91	342
106,7	—	189	93,5	—	249,4
139,3	—	104,2	96,15	—	240
144,6	—	93,7	128	—	123,4
168,2	—	71,1	141,4	—	98,3
169,1	—	70,5	167,4	—	71
190,6	—	54,6	189,4	—	53,6
Glas negativ			Aluminium negativ		
102,6	46—1	324,3	101,9	46—1	348,1
105	—	284,1	108,2	—	243,5
112,2	—	213,6	113,7	—	206,6
124	—	128,7	124,8	—	156,7
163,5	—	81,6	137	—	134,2
193,2	—	56,6	157,8	—	88,2
205,3	—	48,5	199,5	—	52

Tabelle VIII. (Kurve VII.)

V	Skala	E	V	Skala	E
Hartgummi positiv			Aluminium positiv		
86,9	50—95	324	86,1	50—95	333
89,1	—	294,7	108,6	—	188,8
131,96	—	117,4	120	—	147,6
140	—	104,7	131,9	—	120,4
142,6	—	100	147,1	—	94,6
156,25	—	83,8	163,9	—	76
189,7	—	56,2	260,6	—	30,5
Hartgummi negativ			Aluminium negativ		
102,2	51—6	370	105,4	51—6	298,8
110,1	—	253,7	108,8	—	261
127	—	165,9	121	—	189,2
151,2	—	103,6	144,2	—	116,4
171,8	—	73,1	179,8	—	68,1
184,3	—	64	183,6	—	65,3
241,3	—	46,2	207,1	—	53,8

9. Zusammenfassung. Es hat sich also ergeben, daß das Material der Röhren auf die Ionendiffusion keinen Einfluß hat. Das Material der Wandung spielt demnach bei der Diffusion keine spezifische Rolle. Die bei gewöhnlicher Temperatur austretenden Elektronen werden sich auch nicht weit von der Oberfläche entfernen. Sie werden sich innerhalb einer Schicht anhäufen, deren Dicke kleiner ist als die freie Weglänge der Elektronen. Ihr Einfluß hätte sich aber beim Eisen zeigen müssen. Bei diesem hatten sich die Röhren mit einer Oxydschicht bedeckt. Dadurch wird aber nach Richard-

son[1]) die zum Entweichen der Elektronen aus den Metallen notwendige Energie herabgesetzt. Es hätte sich also gegenüber dem nichtoxydierten Aluminium ein Unterschied ergeben, falls das Material von Einfluß wäre. In bezug auf die Ionenabsorption hat also bei den Metallen die Erregung des elektrischen Bildes dasselbe Resultat gezeitigt, wie bei den dielektrischen Medien ihre Polarisation. Die Oberflächenschicht ist also ohne Bedeutung.

Von den Kurven sei nur eine — etwa Fe/Al (Tab. I) — mitgeteilt; die übrigen[2]) sind analog.

Zum Schluß ist es mir eine angenehme Pflicht, Herrn Geheimrat Riecke, dem ich die Anregung zu vorliegender Arbeit verdanke, auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank zu sagen für das Interesse, das er mir entgegengebracht hat.

1) Jahrb. d. Rad. u. El. 1, 300, 1904.
2) Dissertation Hensel, Göttingen 1912.

Göttingen, Physikalisches Institut, Mai 1912.

(Eingegangen 25. Mai 1912.)

Über den Zusammenhang zwischen den chemischen Eigenschaften der Radioelemente und der Reihenfolge radioaktiver Umwandlungen.

Von G. v. Hevesy.

Das RaC scheidet sich elektrolytisch leichter aus als das RaB, das RaF leichter als das RaE bzw. RaD usw. Diese Tatsachen führten zu einer Verallgemeinerung, wonach die radioaktive Umwandlung stets in der Richtung stattfindet, daß das entstehende Produkt elektrochemisch edler ist als das zerfallende, sie ist unter dem Namen „Gesetz von Lucas, bzw. von v. Lerch" bekannt. Unter dem ersteren Namen finden wir es in der „Theoretischen Chemie" von Nernst, unter dem letzteren in Soddys kürzlich erschienenen „Radiochemistry".

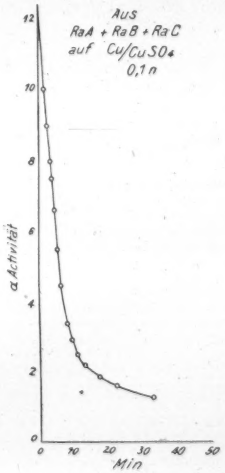
Radioaktive Umwandlungen sind innerhalb des Atoms ablaufende Vorgänge und so prinzipiell verschieden von allen übrigen physikochemischen Reaktionen. Ist das Lucas-Lerchsche Gesetz richtig, so kommt diesem eine große Bedeutung zu, denn es stellt die bis jetzt einzige Überbrückung zweier völlig getrennten Erscheinungsgebiete dar.

Gegen die Richtigkeit des Lucas-Lerchschen Gesetzes spricht:

1. Daß die Emanationen Edelgase sind, also bereits äußerst elektronegative Elemente darstellen. Doch kann man diesem Einwande entgehen, wenn man das obige Gesetz nur für die Nachkömmlinge der Emanationen gültig erklärt.

2. Das RaC scheidet sich viel leichter ab als das RaD. Hier läßt sich einwenden, daß im Falle des radioaktiven Gleichgewichts etwa 300000 RaD-Atome auf ein RaC-Atom fallen, und da nach unseren bisherigen Erfahrungen radioaktive Substanzen um so leichter ausgeschieden werden, in je geringerer Konzentration sie vorhanden sind, lassen sich die Ausscheidungsverhältnisse des RaC und RaD nicht ohne weiteres vergleichen.

3. Wie v. Lerch und v. Wartburg[1]) fanden, scheidet sich ThD schwerer aus als ThC.



Um einen entscheidenden Beitrag zu der obigen Frage zu liefern, untersuchte der Verfasser das Verhalten des RaA, dessen Periode von derselben Größenordnung, wie die des RaB und RaC ist; durch die passende Wahl der Expositionszeit lassen sich sogar leicht Lösungen der drei Elemente darstellen, in welchen die letzteren in derselben Konzentration vorhanden sind.

Der aktive Niederschlag wurde auf einem kleinen Stückchen Natriummetall gesammelt, mit welchem auch der an der Oberfläche des letzteren vorhandene aktive Niederschlag sehr schnell in Lösung ging. Die alkalische Lösung wurde mit H_2SO_4 neutralisiert, Kupfersulfat zugesetzt und eine Kupferplatte für 45 sec in die Lösung

1) v. Lerch und v. Wartburg, Wien. Ber. 118, Dez. 1909.

getaucht. Das Abklingen der α-Aktivität der Kupferplatte zeigt die beistehende Figur. Wir erkennen das Vorherrschen des RaA.

Nehmen wir mit Mme. Curie für das Ionisierungsverhältnis des RaA und RaC 1,3 an, so folgt aus der Figur, daß auf der Kupferplatte 2,9 Gleichgewichtsteile RaA und nur 1 Gleichgewichtsteil RaC vorhanden waren. Die Lösung enthielt nur 0,22 Gleichgewichtsteile RaC auf 1 Gleichgewichtsteil RaA (das Verhältnis der RaC- und RaA-Atome = 1,4), woraus wir den Schluß ziehen können, daß sich das RaC leichter ausscheidet als das RaA. Andererseits wissen wir aus den Messungen des Verfassers[1]), daß sich beim Ausscheidungspotential $Cu/CuSO_4$ (0,1 nor) ($E_{H_K} = 0{,}00$ Volt) neben 1 Gleichgewichtsteil RaC nur 0,11 Gewichtsteile RaB ausscheiden, woraus folgt, daß RaA elektrochemisch edler ist als RaB.

Bei der Berechnung des obigen Ergebnisses dienten als Grundlage die folgenden Zahlen. Der aktive Niederschlag wurde 12,5 Min. lang gesammelt und die Kupferplatte 4,8 Min. nach der Unterbrechung der Exposition in die Lösung getaucht.

Der einzige Zusammenhang, den wir zwischen den chemischen und anderen Eigenschaften der Radioelemente kennen, ist — wie aus meinen Versuchen hervorgeht — dieser, daß die α-Strahlen liefernden Umwandlungsprodukte des Radiums, RaF, RaC und RaA, sich leichter elektrolytisch niederschlagen lassen, als die „β-Produkte".

Zusammenfassung.

Die Untersuchung des elektrochemischen Verhaltens des RaA — das sich edler als das RaB, doch weniger edel als das RaC zeigte — liefert einen weiteren entscheidenden Beweis, daß kein durchgreifender Zusammenhang zwischen dem elektrochemischen Verhalten der Radioelemente und der Reihenfolge radioaktiver Umwandlungen besteht.

1) G. v. Hevesy, Phil. Mag., April 1912.

Manchester, Physikalisches Institut der Viktoria-Universität.

(Eingegangen 29. Mai 1912.)

Über den Widerstand zwischen Metall und Kristall an ebenen Grenzflächen.

2. Mitteilung[1]).

Von Franz Streintz.

Silberglanz.

Die von Dr. Steeg & Reuter gelieferten Kristalle stammten aus Freiberg i. S. und bestanden aus kleinen Zylindern von 4,2 mm Höhe; die Durchmesser der eben geschliffenen Grundflächen betrugen 9,8 mm.

Die Abhängigkeit des scheinbaren Widerstandes von Stromstärke und Druck zwischen ebenen polierten Silberplatten war außerordentlich groß. Auch bei lange dauernder konstanter Belastung war dieser Widerstand von der jeweilig angewandten Stromstärke in hohem Grade abhängig. Es fiel zum Beispiel der Widerstand des Kristalls No. 1 nach vorangegangener zehntägiger Belastung mit 4000 g bei steigender Stromstärke in folgender, gerade nicht unregelmäßiger Weise:

Stromstärke in Ampere	Widerstand in Ohm
0,0003	6092
0,0007	5289
0,0012	4319
0,0017	3673
0,0028	3032
0,0039	2663
0,0048	2472
0,0062	2185
0,0079	1967
0,0095	1809
0,0113	1674
0,0131	1545
0,0150	1457

Auch wenn die zuleitenden Metallflächen amalgamiert waren, erhielt man zwar schon bei Anwendung von geringen Drucken bedeutend kleinere Werte, jedoch waren sie fortwährenden Schwankungen unterworfen. Von Zeit zu Zeit trat ein mehr oder minder heftiges Beben der Nadel des Voltmeters ein, das auf Entladungen zwischen den Grenzschichten schließen läßt. Der scheinbare Widerstand des Kristalls betrug im günstigsten Falle noch 200 Ohm bei Zimmertemperatur.

Wenn der Übergangswiderstand, wie in der ersten Mitteilung vermutet wurde, durch Gasschichten, die an der Oberfläche der Kristalle festgehalten werden, entsteht, so schien es nicht ausgeschlossen, die Kristalle davon zu befreien.

Nach den bisherigen Erfahrungen, die bis auf Faraday zurückreichen, durchläuft Silberglanz in einem Temperaturintervall von einigen

1) Vgl. F. Streintz u. A. Wellik, diese Zeitschr. **12**, 845, 1911 und **13**, 162, 1912.

hundert Graden das ganze Gebiet der Leitfähigkeit. In flüssiger Luft nahezu ein Isolator, steigt sein Leitvermögen derart rapid an, daß er oberhalb einer Temperatur von 200° nur mehr geringe Bruchteile eines Ohm besitzt[1]).

Dieses Verhalten einer schwarzen, metallisch glänzenden Metallverbindung steht vereinzelt da. Die meisten Schwefelmetalle von gleichem Aussehen sind bereits bei Zimmertemperatur gute Leiter der Elektrizität. Vom theoretischen Standpunkt fehlt für eine Erklärung der Erscheinung jeder Anhalt; denn auch unter der Annahme, daß Umwandlungen in der Verbindung stattfinden, müßten sich diese doch nur bei einer bestimmten Temperatur oder mit Berücksichtigung der großen Reibung zwischen den Molekülen in einem bestimmten Temperaturintervall zur Geltung bringen.

Silberglanz besitzt noch eine andere ihn vielleicht charakterisierende Eigenschaft; sie besteht darin, daß er, mit Metallen in Verbindung gebracht, Schwefel abgibt, der zur Bildung eines neuen Sulfids führt. Wenn man den Kristall zwischen polierte Goldflächen legt, kann man schon bei Zimmertemperatur nach einigen Tagen beobachten, daß die an den Kristall anliegenden Stellen des Goldspiegels eine Trübung erfahren haben. Bei höheren Temperaturen entsteht auf dem Golde ein braunroter Fleck, dessen Entstehen wohl der Bildung eines Goldsulfids zuzuschreiben ist.

Es scheint also, daß der Silberglanz schon bei niedriger Temperatur eine gewisse Tension besitzt, die seine Oberfläche mit einer Atmosphäre einhüllt. Die entstandene Gasschicht verhindert die für die Elektrizitätsleitung erforderliche direkte Berührung mit den Zuleitungen. Der große und wechselnde Widerstand hätte demnach sein Entstehen einem Übergangswiderstand zu verdanken.

Auf diese Weise ließe es sich erklären, warum gerade der Übergangswiderstand an diesem Kristall sich durch besonders hohe Werte auszeichnet. Allein aus den folgenden Versuchen scheint doch hervorzugehen, daß es nicht in erster Linie die dem Mineral eigentümliche Eigenatmosphäre, sondern die absorbierte Luftschicht ist, die den Hauptanteil am Übergangswiderstand bildet.

Die Versuche waren also darauf zu richten, den Übergangswiderstand zu beseitigen. Zu diesem Zwecke wurde der Kristall an seinen Grundflächen mit einer Messerklinge sorgfältig abgeschabt, um ihn von seiner adsorbierten Atmosphäre zu befreien. Dann wurde er in einen aus zwei voneinander isolierten Hälften bestehenden Metallbügel zwischen zwei amalgamierte Goldflächen, auf die noch ein Überschuß von Quecksilber geflossen war, eingeschoben, bis gerade eine vollständige Berührung der Leiter erfolgt war. Jeder Druck wurde vermieden, damit nicht das Quecksilber durch den Kristall herausgepreßt wurde, sondern die beiden Grundflächen bedeckte. Bei dieser Anordnung zeigte es sich, daß der Widerstand meist schon viel geringer war, als früher gefunden worden ist. Doch machten sich immer noch grobe Schwankungen in der Stromstärke geltend.

Die Widerstandsmessungen wurden in der Weise ausgeführt, daß sich in dem Stromkreise neben dem Kristall ein $^1/_{10}$ Normalohm und ein empfindliches Voltmeter befanden. Von den Goldzuleitungen und den Drahtenden des Normalwiderstandes führten Drähte, die unmittelbar nacheinander mit einem Spiegelgalvanometer, das 10000 Ohm enthielt, zur Potentialmessung verbunden werden konnten. Der im Stromkreise befindliche Akkumulator rief bei der Einschaltung von $^1/_{10}$ Ohm einen doppelseitigen Ausschlag von 500 Skalenteilen im Galvanometer hervor. Zur Messung größerer Widerstände konnte dem vorhandenen Widerstand im Galvanometer Rheostatenwiderstand bis zu einem Megohm zugeschaltet werden; auch ließ sich der Widerstand im letzteren Falle mittels des Voltmeters finden.

Zur Befreiung von den noch an den Kristallflächen vorhandenen Gasen wurde der Bügel erwärmt. Das geschah zuerst entweder mit einer Weingeistflamme oder im elektrischen Ofen. Der Widerstand sank rasch und änderte sich auch kaum, wenn der Bügel mit dem Kristall wieder Zimmertemperatur angenommen hatte. Auf diesem Wege erhielt man für den Widerstand bereits Werte, die bei **0,1** Ohm gelegen waren. Das Quecksilber schien sich also als Sperrflüssigkeit zu bewähren.

Wurde der Kristall aus dem Bügel entfernt und nur kurze Zeit der Luft ausgesetzt, dann ergab eine neue Widerstandsmessung zwischen den Quecksilberelektroden einen Wert, der in der Größenordnung kaum verschieden war. Blieb aber der Kristall stundenlang an der Luft liegen, dann trat bei seinem neuerlichen Einschieben der große, stark veränderliche Übergangswiderstand wieder auf, um so bedeutender, je länger der Kristall der Luft ausgesetzt worden war. Zur Befreiung von den molekularen Gasschichten an der Oberfläche erschien es am zweckmäßigsten, die Erwärmung durch den Strom vorzunehmen. Dazu reichten Stromstärken bis zu 5 Amp. aus. Da der Widerstand des Kristalls nach den Vorversuchen als klein anzunehmen war, so konnte erwartet werden, daß

1) F. Streintz, Ann. d. Phys. **9**, 854, 1902.

die Erhitzung hauptsächlich an den kritischen Flächen, den Berührungsstellen von Quecksilber und Kristall, stattfand. Diese Vermutung wurde bestätigt; es stellte sich nämlich heraus, daß sich die eine Goldfläche erhitzte, während die andere kalt blieb oder sich nur mäßig erwärmte. Der Kontakt war also an der ersten Fläche schlechter als an der zweiten. Durch wiederholtes Schaben der Grundflächen des Kristalles und Aufließen von frischem Quecksilber konnte erreicht werden, daß auch bei Stromstärken bis zu 6 Amp. nur eine geringe Erwärmung stattfand und das Auftreten einer Temperaturdifferenz, die das Entstehen einer thermoelektrischen Kraft an den beiden „Lötstellen" im Gefolge hatte, vollständig vermieden wurde. Der Kristall schien vom Übergangswiderstand befreit.

Der Silberglanzkristall No. 4 besaß nach dieser Vorbereitung einen Widerstand von 0,0799 Ohm bei 19°. Dieser Widerstand erfuhr in 6 Stunden keine Änderung. Man erhielt in dieser Zeit Werte, die nur zwischen 0,0798 und 0,0799 Ohm schwankten.

Bei sehr langsamer Erwärmung im elektrischen Ofen erhielt man folgende Widerstände:

Temperatur	Widerstand in Ohm
31,2°	0,0792
40°	0,0800
50°	0,0800
60,3°	0,0805
70,5°	0,0809
80,2°	0,0810
90,2°	0,0811
100°	0,0812
19,1°	0,0797

Von einem Rückgang bei 31,2° abgesehen, erfährt der Kristall mit steigender Temperatur eine geringe Vergrößerung des Widerstandes. Es soll damit nicht behauptet werden, daß der Temperaturkoeffizient des Silberglanzes positiv sei. Denn ein überzeugender Beweis dafür, daß der letzte Rest des Übergangswiderstandes beseitigt worden ist, läßt sich nicht erbringen. Außerdem tritt an den Grundflächen des Kristalls ein chemischer Umsatz auf, der durch die Gleichung

$$Ag_2S + Hg = HgS + Ag_2$$

gegeben ist.

Wird nämlich das Quecksilber im Ofen vollständig verdampft, wozu schon anhaltende Erwärmungen auf 100° genügen, so erscheinen die Grundflächen des Kristalls versilbert und die Zuleitungen weisen zinnoberrote Flecken auf. Durch diesen chemischen Umsatz, dessen Reaktionsgeschwindigkeit mit der Temperatur zunimmt, entsteht gewiß auch eine Änderung des Leitvermögens, die eine verläßliche Bestimmung des Temperaturkoeffizienten unmöglich macht.

Es hatte den Anschein, als ob die Grundflächen mit einer vollkommen gleichmäßigen Schicht von Silber bedeckt worden wären. Dessenungeachtet verhielt sich der Kristall, als hätte er die Schichten nicht erhalten. Nach stundenlangem Liegen an der Luft stellte sich wieder der große schwankende Übergangswiderstand her. Das abgeschiedene Silber wirkte also nicht absperrend gegen das Eindringen von Luft. Ein Beweis für die in der ersten Mitteilung enthaltene Behauptung, daß man bei Bedeckung der Endflächen von Kristallen mit Metallen nicht vorsichtig genug sein kann.

Die in gleicher Weise vorgenommene Untersuchung des Silberglanzkristalls No. 1 ergab, bei Zimmertemperatur gemessen, den nicht unwesentlich kleineren Wert von 0,0516 Ohm. Die wiederholt vorgenommene Erwärmung und Abkühlung änderte den Widerstand in folgender Weise:

Temperatur	Widerstand in Ohm
30,9°	0,0515
41,1°	0,0492
50,1°	0,0489
25°	0,0496
51,2°	0,0487
60°	0,0482
70°	0,0484
80°	0,0483
19,5°	0,0496

Der Kristall verhielt sich Temperatursteigerungen gegenüber weniger regelmäßig als No. 4. Im allgemeinen scheint mit dem Steigen der Temperatur eine Abnahme des Widerstandes, allerdings in recht engen Grenzen, einzutreten. Doch läßt sich nicht verkennen, daß sich auch der Widerstand bei Zimmertemperatur, wenigstens in der ersten Periode der Erwärmung, vermindert hat.

Wird ein Silberglanzkristall auf höhere Temperaturen erhitzt, so treten bis zu 170° keine wesentlichen Änderungen im Widerstande ein. So ergab der Kristall No. 1 bei 100° 0,0499 Ohm, bei 130° 0,0489 Ohm und endlich bei 170° 0,0500 Ohm.

In unmittelbarer Nähe von 180° wandert der Galvanometerspiegel anfänglich langsam, dann aber immer rascher der Ruhelage zu, um erst zwischen 184° und 186° wieder ruhig zu werden. Es tritt eine plötzliche bedeutende Vergrößerung des Leitvermögens ein. Der Widerstand wird unmeßbar klein, ja es kommt vor, daß das Galvanometer einige Teilstriche nach der entgegengesetzten Seite ausschlägt. Dieser scheinbare negative Widerstand hat, wie sich leicht nachweisen läßt, seine Ursache in einer thermoelektrischen Kraft, die mit der Stromrichtung des Akkumulators gleichgerichtet ist.

Diese thermoelektrische Kraft wird aber schon bei ungefähr 100° bemerkbar, steigt bei 150° stark an und strebt oberhalb 180° einem Maximalwert zu, um darüber hinaus wieder abzunehmen.

Die Erscheinung ließ sich bei beiden Kristallen wiederholt beobachten. Bellati und Lussana[1]) haben gezeigt, daß die spezifische Wärme von Silberglanz bei 175° eine Änderung erfahre, die auf eine Umwandlung der Verbindung schließen läßt. Für die amorphe, also pulverförmige Modifikation von Ag_2S wurde gefunden[2]), daß diese Umwandlung schon zwischen 160° und 170°, wahrscheinlich in der Nähe von 164°, eintritt. Es liegt nahe, zu vermuten, daß das lockere Pulver der Umwandlungsenergie rascher Folge leistet, als die feste Modifikation.

Die Umwandlung von Ag_2S käme demnach im Galvanometer zum Ausdruck 1. durch eine erhebliche Vergrößerung des Leitvermögens, 2. durch das Auftreten einer thermoelektrischen Kraft im Kristall. Die letztere Erscheinung bedarf erst einer Untersuchung. Wird der Kristall wieder gekühlt, dann verschwindet die thermoelektrische Kraft allmählich. Das rasche Wandern der Nadel, diesmal im Sinne einer Vergrößerung des Widerstandes, tritt erst bei 158° auf. Der Widerstand wächst aber mit weiterem Sinken der Temperatur unausgesetzt rasch, um bei Zimmertemperatur ungefähr einen Wert von 7000 Ohm anzunehmen. Das Quecksilber war vollständig verdampft, an der Grenzfläche also Luft eingesogen worden, Silber und Zinnober waren an den Flächen abgeschieden.

Es wurde erwähnt, daß es auch bei Anwendung der beschriebenen Vorsichtsmaßregeln noch immer zweifelhaft bleibt, ob auch der letzte Rest des Übergangswiderstandes beseitigt worden ist. Diesen Rest zu beseitigen, bildet wohl die größte Schwierigkeit bei Bestimmungen von Kristallwiderständen.

Mit dem Silberglanzkristall Nr. 1 wurde daher noch ein Versuch angestellt. Durch wiederholtes Schaben der Grundflächen, Hindurchleiten von Strömen bis zu 12 Amp., Erwärmen mit einer Weingeistflamme, Aufließen von frischem Quecksilber, konnte tatsächlich im Laufe eines Tages, unter steter Überwachung der Potentialdifferenzen, erreicht werden, daß der Widerstand auf einen geringen Bruchteil des früher gemessenen gesunken war. Er betrug einen Tag nach der Zusammenstellung nur noch **0,0039** Ohm.

Von der Stromstärke wird er nicht beeinflußt, wie aus nachstehender Zusammenstellung hervorgeht.

Ampere	Ohm
0,01	0,0039
0,05	0,0037
0,10	0,0039
0,15	0,0041
0,20	0,0041
0,50	0,0037
1,00	0,0040
0,01	0,0041
	Mittel 0,0039.

Die größten Abweichungen betragen nämlich +5 Proz. Unter Berücksichtigung der Beobachtungsfehler wird man also behaupten können, daß das Ohmsche Gesetz befolgt wird.

Die Änderung des Widerstandes mit der Zeit — immer bei Zimmertemperatur gemessen — ergab sich in folgender Weise.

Tage nach der Zusammenstellung	Widerstand in Ohm
1	0,0039
2	0,0037 (Minimum)
3	0,0042
4	0,0062
5	0,0082 (Maximum)
6	0,0075
7	0,0063
8	0,0056
9	0,0053

Diese Änderungen dürften ihre Erklärung finden zum Teil durch das Entstehen von Zinnober, der auf dem Quecksilber schwimmt, zum Teil in dem Auftreten der dem Silberglanz eigentümlichen Atmosphäre. Aus diesen Gründen scheint, wie bereits hervorgehoben worden ist, eine Bestimmung des Temperaturkoeffizienten an Zuleitungen von Quecksilber fruchtlos.

Das Verhalten des Silberglanzes steht gewiß nicht vereinzelt da. Nur werden die Übergangswiderstände bei den übrigen leitenden Kristallen, und besonders bei den Metallen, in weit bescheideneren Grenzen sich zur Geltung bringen. Als Beleg für die Behauptung soll Bleiglanz angeführt werden. In der ersten Mitteilung wurde gezeigt, daß der Übergangswiderstand nicht völlig beseitigt wird, wenn man einen Kristall aus Bleiglanz zwischen amalgamierten Goldflächen auf seinen Widerstand prüft. Den kleinsten Widerstand zeigte der Kristall No. 3; er besaß den Wert von 0,016 Ohm. Eine neue Messung zwischen Quecksilber ergab 0,0162 Ohm. Der Widerstandswert war also, um einen Ausdruck Koenigsbergers[1]) zu gebrauchen, genau

1) M. Bellati u. S. Lussana, Atti del Istit. Ven. (6) **7**, 1051, 1888/89.

2) F. Streintz, Boltzmann-Festschrift, S. 203, 1904.

1) J. Koenigsberger, Ann. d. Phys. **32**, 181, 1910.

reproduzierbar. Der Kristall wurde nun mit Hilfe eines Heizstromes bis zu 10,5 Amp. erwärmt. Der Widerstand betrug bei Zimmertemperatur wieder 0,0162 Ohm. Eine Erhitzung an den kritischen Flächen konnte diesmal nicht auftreten, da der Übergangswiderstand viel zu geringfügig war. Der Effekt mußte daher ausbleiben.

Anders verhielt es sich, wenn die Grundflächen gründlich geschabt und der tragende Bügel mit einer Weingeistflamme erwärmt worden war. Dabei tritt eine starke thermoelektrische Kraft auf.

Am nächsten Tage war diese vollkommen abgelaufen. Die Widerstandsbestimmungen, die nun bei Zimmertemperatur im Laufe eines Tages gemacht wurden, ergaben: 0,00169, 0,00171, 0,00170, 0,00173 Ohm, also rund den zehnten Teil vor der Erwärmung und dem Schaben.

Um Mißverständnissen vorzubeugen, soll auf eine Angabe des spezifischen Widerstandes verzichtet werden. Der Beweis, daß in diesen Ziffern kein Kobold des Übergangswiderstandes mehr lauert, ist nicht erbracht worden.

Meinem Assistenten, Herrn Dr. A. Wesely, danke ich für seine bereitwillige Hilfe.

Graz, Pfingsten 1912.

(Eingegangen 28. Mai 1912.)

Über die Untersonne und den Sonnenhalo von 22° Radius, mit Messungen und photographischen Aufnahmen vom Ballon aus.

Von Albert Wigand und Friedrich Schwab.

(Mit 4 Abbildungen auf Tafel XXIV.)

Die Mitteldeutsche Vereinigung des Deutschen Luftfahrerverbandes veranstaltete am 12. November 1911 eine Ballonfahrt zu wissenschaftlichen Zwecken von Bitterfeld aus. Der Ballon „Continental II" wurde in dankenswerter Weise von der Firma zur Verfügung gestellt. Die Fahrt war planmäßig so eingerichtet, daß der Ballon nach gleichförmigem, nicht zu schnellem Anstieg mehrere Stunden in einer Höhe von 4500 bis 5500 m blieb, um dann wieder gleichmäßig und langsam abzusteigen. Es wurde zeitweilig ein von Herrn Prof. Dr. Hugo Erdmann konstruierter Apparat mit flüssigem Sauerstoff zu künstlicher Atmung verwendet. Herr Dr. W. Treitschke (Kiel) führte den Ballon und unterstützte uns auch bei einigen Ablesungen. Die Landung fand bei Plock in Russisch-Polen statt. Die Aufzeichnungen und photographischen Aufnahmen sind aus einer längeren Beschlagnahme von seiten der russischen Behörde unversehrt hervorgegangen.

Wir hatten bei dieser Fahrt die seltene Gelegenheit, viele Stunden lang in einer sehr lockeren Eiskristallwolke von großer Mächtigkeit den kleinen Sonnenhalo und besonders die Untersonne zu beobachten, zu photographieren, und die Winkel mit einem Klinometer (Kompaß mit Senkel) zu messen; dabei wurde von dem einen Beobachter an einer Seitenkante der Grundplatte entlang visiert, während der andere Beobachter den Höhenwinkel ablas.

Diese Eiswolke, die wir in den höchsten Teilen als Cirrostratus und Cirrusschleier, in den tieferen Schichten als Altostratus bezeichnen möchten, war zunächst ganz homogen; später trat unten teilweise Zusammenballung auf (Altocumulus). Es handelte sich um die typische Form einer bis über 6000 m reichenden „Kristallwolke"[1]). Temperatur und relative Feuchtigkeit wurden mit einem Aßmannschen Aspirationspsychrometer bestimmt. Die Sonne war von ihrem Aufgang an stets mehr oder weniger sichtbar. Die Stärke der Strahlung wurde nach der bekannten dreiteiligen Skala geschätzt und mit einem evakuierten Schwarzkugelthermometer gemessen. Das Maximum der aktinometrischen Differenz betrug 24°.

Gleichzeitig wurden mit einem Aitkenschen Kernzähler des Aeronautischen Observatoriums Lindenberg zahlreiche Bestimmungen der Kernzahl ausgeführt, wobei sich ergab, daß die Luft in der homogenen Eiswolke durchweg frei von Kondensationskernen war. Dagegen konnte sowohl beim Aufstieg in einer dunsterfüllten Wolkenlücke von 3000 m Höhe, wie auch beim Abstieg in der wolkenfreien Dunstschicht bei 2550 und 1900 m die geringe Kernzahl von etwa 100 pro cm^3 durch drei übereinstimmende Messungsserien festgestellt werden[2]). Diese Dunstschicht, am Morgen unterbrochen von *ACu*, lag unter einer isothermen Schicht, die sich von 3200 bis 3500 m Höhe erstreckte. Aus den Kernzählungen ergibt sich, daß die Luft in der homogenen Eiskristallwolke von allen den Partikeln befreit war, die im Aitkenschen Apparate als Kondensationskerne für Wassertröpfchen zur Wirkung gelangen, während in der wolkenfreien Dunstschicht darunter solche Kerne vorhanden waren. Diese Tatsache scheint gegen eine von A. Wegener (l. c., S. 95—97) geäußerte Ansicht zu sprechen, daß die feste

1) Vergl. die Definition von A. Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre, Leipzig 1911, S. 275.

2) Näheres darüber in einer demnächst an anderer Stelle erscheinenden Veröffentlichung des einen von uns (W.): „Untersuchungen über Inversionen und Dunstschichten im Freiballon".

Kondensation andersartige Kerne benutzt, als die flüssige. Wegener glaubt, daß die feste Kondensation des Wasserdampfes in der Atmosphäre nur von festen Kernen ausgeht, während bei der flüssigen Kondensation vorwiegend oder nur flüssige Kerne (wäßrige Lösungen hygroskopischer Gase) benutzt werden. Daß solche hygroskopische Gase bei der Kondensation des atmosphärischen Wasserdampfes zu Nebeltröpfchen mindestens in den höheren Schichten der Troposphäre eine Hauptrolle spielen, ist durch die aus dem Marburger Physikalischen Institut auf Anregung von F. Richarz und J. Kießling hervorgegangenen Arbeiten über die chemische Natur der Kerne sehr wahrscheinlich geworden. Es kommen nach Barkow[1]), Pringal[2]) und Bieber[3]) hauptsächlich wäßrige Tröpfchen von Stickstoffoxyden und Wasserstoffsuperoxyd, ferner von Ammoniak, Ammoniumnitrit und Ammoniumnitrat in Betracht. Diese Versuchsresultate und ihre Anwendungen auf die atmosphärische Kondensation sind neuerdings auch von anderen Seiten bestätigt und vertreten worden[4]). In den tieferen Luftschichten sind wahrscheinlich außerdem noch die vollkommenen und unvollkommenen Verbrennungsprodukte der Kohle und anderer Brennstoffe für die Kondensation des Wasserdampfes von Bedeutung. Man nennt daher den Aitkenschen Apparat statt „Staubzähler" besser „Kernzähler". Die Tatsache, daß das Auswerfen von Ballastsand sich bei den hier besprochenen und anderen Beobachtungen im Kernzähler nicht bemerkbar machte, spricht dafür, daß feste Staubteilchen keine große Rolle bei der Nebelbildung spielen. Wenn man nun aber nicht zugeben will, daß auch die erste Eisbildung an den im Aitkenschen Apparate wirkenden Kernen stattfinden kann, sondern dafür nur feste Kerne als wirksam zuläßt, so müßte man sich zum Verständnis unserer Beobachtungen vorstellen, daß zunächst, bei anfänglicher Übersättigung in bezug auf Wasser, an den gewöhnlichen Kernen Wassertröpfchen entstanden wären, die dann bei Berührung mit festen Partikeln kristallisierten und so als Kerne für die weitere Eiskristallbildung dienten; eine solche Übersättigung wurde allerdings ebensowenig wie das Vorhandensein von Nebeltröpfchen von uns beobachtet. Es bestand aber längere Zeit eine Übersättigung in bezug auf Eis ($R_\epsilon > 100$ Proz.); vergl. die Tabelle und die späteren Bemerkungen über R_ϵ.

Die Eiskristalle der Wolke waren weniger tafelförmig als vielmehr säulenförmig. Beim Abstieg des Ballons wurden in 5500 und 4800 m Höhe auch Schneekügelchen (lockere Reifgraupeln) von 0,5 bis 1,0 mm Durchmesser beobachtet, die sich aus Vollkristallen gebildet haben mögen, infolge der Übersättigung in bezug auf Eis. Gleichzeitig mit der Bildung dieser feinen Schneebällchen wurde der Halo schwächer und war nur noch oben zum Teil zu sehen.

Die zeitweilig blendende Untersonne war weiß und erschien meist sehr scharf, im Durchmesser nicht wesentlich größer als die Sonne selbst. Nur in der Vertikalen nach oben und unten waren säulenförmige Verlängerungen zu bemerken, die aber schätzungsweise die Ausdehnung von je 1° nicht überschritten. Ein Ring oder Kranz um die Untersonne konnte nicht wahrgenommen werden. Die Erscheinung war beim Aufstieg von 4100 bis 5500 m Höhe ständig sichtbar und dauerte beim Abstieg bis zur Höhe von 3500 m, wo eine isotherme Schicht vorhanden war, an; darunter verschwand sie bei rasch abnehmender Feuchtigkeit und zunehmendem Dunst. Die Messungen mit dem Klinometer ergaben, daß die Untersonne stets ebensoviel unter dem Horizont lag, wie die Sonne über demselben. Aus dem Vergleich mit den für die Beobachtungszeiten berechneten Sonnenhöhen ergibt sich, daß der gemessene Winkel einen Beobachtungsfehler von $\pm 1/2$ bis 1° hat. Nach diesen Winkelmessungen ist es ausgeschlossen, daß die beobachtete Untersonne identisch wäre mit einer „vertikalen Nebensonne", wie sie am unteren Berührungsbogen des kleinen oder großen Sonnenhalos auftreten kann. Die Sonnenhöhe nahm während der Beobachtungen zu von 10 bis 19,5°; die Lage der betreffenden vertikalen Nebensonnen würde nur bei 11 oder 23° Sonnenhöhe mit der Lage der Untersonne zusammenfallen. Außerdem war auch der untere Teil des Halos von 22° Radius eine Zeitlang weit oberhalb der Untersonne deutlich zu sehen (vergl. Photogramm Nr. 3, wo dieser untere Teil des Halos angedeutet ist). Meist konnte jedoch nur der obere Teil des Halos beobachtet werden; der sichtbare Umfang wurde mehrmals geschätzt. Es ließen sich die Farben Rot und Gelb im Halo erkennen. Andere Haloerscheinungen, Nebensonnen usw. traten nicht auf; abgesehen von einer vertikalen Sonnensäule über der Sonne, als der Ballon gegen Ende der Fahrt bereits bis auf 1270 m gefallen war.

Man hält die Untersonne für ein Spiegelbild der Sonne auf horizontalen Eiskristall-

1) E. Barkow, Diss., Marburg 1906; Ann. d. Phys. **23**, 317, 1907.
2) E. Pringal, Diss., Marburg 1908; Ann. d. Phys. **26**, 728, 1908.
3) W. Bieber, Diss., Marburg 1911; Marb. Sitzungsber. 1911, S. 78.
4) Vgl. z. B. P. Lenard und C. Ramsauer, Heidelb. Ber. 1910, Nr. 28, 31 und 32; 1911, Nr. 16 und 24; Met. Zeitschr. **29**, 150, 1912.

flächen, was durch unsere Winkelmessungen bestätigt wird. Auch konnten wir öfters beobachten, daß Wasserläufe oder Seen im Gelände, wie sie beim Abstieg durch die dünner gewordene Wolke sichtbar waren, infolge der Sonnenspiegelung stark aufleuchteten, wenn sie in die Richtung der Untersonne kamen (vergl. Photogramm Nr. 4). Gegen Ende der Beobachtungen war die Untersonne in zahlreiche, einzelne, glänzende Flitter aufgelöst, und sie schwebte wie ein großer glitzernder Stern über die immer klarer werdende Landschaft dahin.

Frühere Beobachtungen der Untersonne hat A. Wegener im Jahrbuch des Deutschen Luftschifferverbandes 1911, S. 80, zusammengestellt. Er berichtete daselbst auch über eigene Beobachtungen an diesem Phänomen und veröffentlichte die erste Photographie der Untersonne[1]). Auf jenem Bild erscheint die Untersonne wesentlich größer und nicht so scharf wie auf unseren Photogrammen. Eine dort nicht erwähnte Beobachtung am 26. April 1893 ist von O. Baschin[2]) beschrieben worden. Über eine Beobachtung der Untersonne auf einer dicken Eisnadelschicht findet man in den Ill. Aeronaut. Mitteilungen **13**, 386, 1909 eine Bemerkung.

Wegener sieht speziell die horizontalen Basisflächen von Eiskristallplättchen als die spiegelnden Elemente an und erklärt die Vergrößerung des Lichtfleckes sowie seine Verlängerung in der Vertikalen durch die geringen Schwankungen, welche die Plättchen um die horizontale Lage ausführen. Bei unseren Beobachtungen waren hingegen die spiegelnden Elemente der Untersonne im wesentlichen horizontale Prismenflächen säulenförmiger Eiskristalle. Und das Spiegelbild zeigte, wie auch auf den Photogrammen zu sehen ist, eigentlich nur die vertikale Verlängerung.

Die Untersonne ist wegen der gemeinsamen Ursache nahe verwandt mit den vertikalen „Lichtsäulen" der Sonne und des Mondes, die gleichfalls durch Spiegelung in Eiskristallflächen zustande kommen. Pernter[3]) erklärt, ohne die Untersonne zu kennen, diese „Säulen" durch Spiegelung der Sonne oder des Mondes in den nahezu horizontalen Basisflächen der mit vertikaler Achse schwebenden, nadelförmigen Prismen (ohne Pyramidenaufsatz) und durch die Pendelung der Prismen um die vertikale Lage. Diese von Babinet und Bravais gemachte Annahme über die Orientierung der Prismen bei schwebendem Fallen trifft nach den neueren Forschungen von Wood, Besson und Köppen nicht zu[1]). In der Stabilitätslage, welche die Eisnadeln infolge des Luftwiderstandes annehmen, ist die Hauptachse nicht vertikal, sondern horizontal. Die Schwankungen finden vorzugsweise so statt, daß die horizontale Lage der Hauptachse erhalten bleibt, und können bis zur Rotation um diese Achse führen. Zur Erzeugung der Lichtsäulen von Sonne und Mond mit ihrer oft sehr großen vertikalen Erstreckung hält Wegener die horizontal liegenden Prismenflächen nadelförmiger Eiskristalle, wegen ihrer großen möglichen Schwankungen (eventuell Rotationen) um die horizontale Längsachse, für besonders geeignet.

Die Untersonne besitzt, wie die Sonne und der Mond, auch ihrerseits vertikale Säulen und kann daher einfach als besonders lichtstarke Partie einer vertikalen Sonnensäule angesehen werden, die sich spiegelbildlich zur Sonne unter dem Horizont befindet. Da diese Säulen an der Untersonne nur kurz sind, erklärt Wegener die Untersonne durch die Spiegelung in den horizontalen Basisflächen schwebender Eisplättchen, weil bei dieser Kristallform relativ geringe Schwankungen um die horizontale Lage vorkommen werden. Da nach unseren Beobachtungen die Kristalle vorwiegend Nadelform hatten, können auch bei der Untersonne die spiegelnden Elemente horizontale Prismenflächen sein. Dann müssen die Eisprismen, sowohl die am eigentlichen Untersonnenbilde beteiligten, als auch die ihnen in der Vertikalen benachbarten, nur kleine Schwankungen und jedenfalls keine Rotationen um ihre horizontale Achse ausgeführt haben; denn die Säulen der Untersonne waren nach der subjektiven Schätzung wie nach den Messungen an den Photogrammen nicht länger als 1 bis 1,5°. Da die Eisnadeln niemals die ideale Kristallform mit streng gleich großen Prismenflächen besitzen, muß es auch für die Schwankungen um die horizontale Hauptachse nach den Gesetzen des Luftwiderstandes eine stabilste Lage geben, in die sich die Kristalle beim schwebenden Fallen orientieren. Die Amplitude der Schwankungen um diese Stabilitätslage wird nur gering sein, wenn die Kristalle, wie bei unseren Beobachtungen, von einer sehr gleichmäßigen horizontalen Luftströmung getragen werden.

Nach der Ansicht des einen von uns (S.) werden die Säulen der Untersonne, durch solche Lichtstrahlen erzeugt, die sehr nahe dem Reflexionswinkel auf die dem Spiegelbild benachbarten Kristalle fallen, ein direktes Spiegelbild nicht mehr erzeugen können, wohl aber ge-

1) Vgl. auch A. Wegener, l. c., S. 317.
2) R. Aßmann und A. Berson, Wissenschaftliche Luftfahrten, Braunschweig 1900, Band II, S. 128.
3) J. M. Pernter und F. M. Exner, Meteorologische Optik, Wien und Leipzig 1910, S. 397.

1) Vgl. A. Wegener, l. c., S. 316.

Wissenschaftliche Fahrt mit Ballon „Continental II“ (Mitteldeutsche Vereinigung).

Führer: Dr. W. Treitschke. Beobachter: F. Schwab, Dr. A. Wigand.

Größe des Ballons: 1680 m³.
Füllung: 1260 m³ Wasserstoff.
Ort des Aufstiegs: Bitterfeld, Werk Elektron II.
Zeit des Aufstiegs: 12. November 1911, 7ʰ 13ᵐ a.
Witterung: *A Str* in *Ni* übergehend, Wind SSE[2].
Flugrichtung: anfangs N, später E.

Länge der Fahrt: 595 km (Luftlinie 510 km).
Dauer der Fahrt: 7 Stunden 56 Minuten.
Mittlere Geschwindigkeit: 75 km in der Stunde.
Größte Höhe: 5500 m.
Tiefste Temperatur: —19,1° in Maximalhöhe.

Zeit	Luftdruck[1]	Seehöhe	Thermometer		Dampfdruck	Relative Feuchtigkeit		Aktinometr. Differenz	Wind. Geschwindigkeit[2] km in d. Stunde	Wolken	Sonne, Untersonne und Halo	Ort
			trocken	feucht		R_w	R_e					
h m	mm	m	C°	C°	mm	Proz.	Proz.	C°				
5 a.										Dünner *A Str*, Mond scheint durch.		
7 13	735.5	80	4.7	3.7 *w*	5.5	85		0,0		*A Str*, *Ni*, leichter Regen.		Bitterfeld (Abfahrt).
17	(723)[3]	420	5,2	3,1	4.7	71			S 50			Mulde bei Jeßnitz passiert.
19												
25		1000								Es schneit in feinen Kristallnadeln, Nebel 0. Schneenebel 2.		
29	(638)	1430	—0,7					1,1				
43	(578)	2220	—4,0	—4,2 *e*	3,1	92	94	(1,3)[3]				
55	533	2840	—7,5	—7,5	2,5	94	100	1,9		Nebel ballt sich unten zu *A Cu*, Gegend z. T. offen mit Dunst.		
58			—7,4	—7,6	2,3	89	95					Havel bei Brandenburg.
8 6									S 102			
15	(507.5)	3230	—9,1	—8,8	2.3	100	108	(2,8)				
32	(486)	3570	—9,4	—9,2	2,2	98	106		W	Vollkommen im Nebel, es schneit bis 8ʰ 54ᵐ.	☉0.	
36	479	3680	—10,2	—10,1	2,0	95	103	4,4				
43		4140									☉1 Halo (Φ 44°), oberer Teil von 100° Umfang sichtbar.	
45											Sonne mit Untersonne (Photogr. 1), Abstand 20,5°. Länge der vert. Säulen an der Untersonne je etwa 1°.	

1) Das zu den Beobachtungen benutzte Gefäßbarometer ist dem in R. Aßmann und A. Berson, „Wissenschaftliche Luftfahrten“, Braunschweig 1900, Band I beschriebenen nachgebildet. Zur Erleichterung der Ablesungen erhielt der Tragkasten innen einen Bezug aus weißem Glanzkarton. Die Rückwand ist nicht geschlitzt, so daß die Temperaturschwankungen bedeutend verringert werden. Die Bodenschraube besitzt außer dem Gewinde einen zylindrischen Zapfen, der durch eine Dichtung geht; hierdurch soll jedem Verlust an Quecksilber vorgebeugt werden. Die Berechnung der Höhen erfolgte nach der von Berson in dem erwähnten Werke angegebenen Staffelmethode, des etwas spärlichen Beobachtungsmaterials wegen ohne Korrektion für abweichende Luftfeuchtigkeit.

2) Die Geschwindigkeiten sind aus den Entfernungen der mit einiger Sicherheit erkannten Fußpunkte der Ballonbahn berechnet.

3) Interpolierte Werte in Klammern.

(Fortsetzung von vorhergehender Tabelle.)

Zeit	Luftdruck	Seehöhe	Thermometer		Dampfdruck	Relative Feuchtigkeit		Aktinometr. Differenz	Wind. Geschwindigkeit km in d. Stunde	Wolken	Sonne, Untersonne und Halo	Ort
			trocken	feucht		R_w	R_E					
h m	mm	m	C°	C°	mm	Proz.	Proz.	C°				
8 54 a.		4290									⊙¹ Halo. Sonne mit Untersonne (Photogr. 2), Abstand: 21°.	
55			—12,8	—12,7	1,6	92	104					
59	441	4320	—13,2	—13,1	1,5	92	101	8,7				
9 11	422	4050	—14,7	—14,5	1,4	95	108	10,7		Schneefall °.	⊙¹ Halo farbig, 120° Umfang oben.	Etwas südlich von Berlin.
13											Sonnenhöhe: 12° } Abstand: 25°. Untersonnentiefe: 13° } Säulenlänge zu je 1° geschätzt.	
22		4620									Höhe des Halo oben: 33,5°. Sonnenhöhe: 13° } Abstand: 26° Untersonnentiefe: 13° }	
29	408	4910	—15,4	—15,3	1,3	91	107	10,2				
34		4930									Höhe des Halo oben: 36°, Umfang 280 bis 290°, Nebensonnen u. a. optische Erscheinungen fehlen.	
43									W 87			Oder zwischen Frankfurt u. Küstrin passiert.
49	405	4980	—16,5	—16,2	1,2	95	105	13,4			Sonnenhöhe: 15° } Abstand: 30°. Untersonnentiefe: 15° } Untersonne weit außerhalb des Halo, Säulen je $^3/_4$° lang.	
10 1		5410									Halo rot und gelb, fast vollständig unten geschlossen. Ringhöhe oben: 38° } Φ 44°. Ringtiefe unten: 6° } Sonnenhöhe: 16,5° } Abstand: 32,5°. Untersonnentiefe: 16° }	
11		5460									⊙¹ wirft Schatten. Halo vollständig, 360° Umfang.	
14	380	5450	—18,1	—18,3	0,85 (?)	78 (?)	89 (?)	13,1			Untersonne mit Halo u. Flußlauf (Phot. 3).	
20		5460									Sonnenhöhe: 18° } Abstand: 36°. Untersonnentiefe: 18° }	
38	377	5500	—19,1	—19,0	0,9	88	105	17,9		Schneekügelchen von 0,5 bis 1,0 mm Durchmesser.	Halo unten verschwunden, Untersonne noch sichtbar.	Seen in der Gegend von Meseritz u. Schwiebus.
56		5360									⊙¹ wirft Schatten.	
11 11		4840									Untersonne mit Seen (Photogr. 4), Abstand von der Sonne: 39°.	

(Fortsetzung von vorhergehender Tabelle.)

Zeit	Luftdruck	Seehöhe	Thermometer		Dampfdruck	Relative Feuchtigkeit		Aktinometr. Differenz	Wind. Geschwindigkeit	Wolken	Sonne, Untersonne und Halo	Ort
			trocken	feucht		R_{20}	R_ε		km in d. Stunde			
h m	mm	m	C°	C°	mm	Proz.	Proz.	C°				
11 20 a.	412	4830	—15,2	—15,2	1,2	87	100			Noch Schneekügelchen von 0,5 mm Durchmesser. Dünner Schneenebel oben u. unten.	Halo nur oben.	
44									W 89			Kurnik und Bnin.
53		4060									⊙¹ Untersonne noch sichtbar.	
12 18 p.	473	3780	—10,5	—10,4	2,0	94	106	22,7				
25	(480)	3670	—10,0	—10,0	2,0	91	100	23,8			⊙¹⁻² Untersonne noch immer sichtbar, in einzelne spiegelnde Kristalle aufgelöst.	
46		3570							W 106			Kolo an der Warthe.
58		3550						(20,2)		Ballon auf Dunstschicht.	⊙¹⁻² Halo oben, 120° Umfang, Untersonne °.	
1 9		3450						(16,8)	WSW		Keine Untersonne mehr.	
28		3170						(12,5)		Oben *G*-Schleier, am Horizont *Str.*	Vom Halo oben nur noch unsichere Spuren. Nur im Zenit weißblauer Himmel.	
38	524	2980	—8,1	—8,8	1,9	78	82	10,0				
54		2590						(10,4)	WSW 57	Ballon in Dunstschicht.	⊙¹.	Gostynin.
2 3	578	2220	—4,5	—9,5	0,2	5	5	7,7				
5			—4,2	—9,4	0,1	3	3		am Boden SE¹			
30		1270									Halo¹ und Sonnensäule¹ über der Sonne.	
35	645	1350	—1,4	—4,7 e	1,7	41	42	3,4				
3 9									WSW 12			8 km südlich von Plock (Landung).
20	755	70	5,4	0,2 w	2,1	31						Am Landungsplatz.

nügende Helligkeit reflektieren, um benachbarte Kristalle von unten zu beleuchten. Entsprechend der rasch wachsenden Abweichung des Reflexionswinkels entsteht im Azimut der Untersonne ein nach außen stark an Helligkeit abnehmender schmaler Lichtschweif.

Ein Auszug aus dem Beobachtungsprotokoll und einige Bemerkungen über die Wetterlage sowie über die Photogramme mögen folgen.

Die Wetterlage am 12. November 1911 8 Uhr früh war folgende: Ein von starkem Wind umgebenes Tief unter 740 mm lag über den Britischen Inseln; es verursachte vom Kanal bis Mitteldeutschland Trübung und ausgebreitete Regenfälle. Der Kern eines zweiten, in der Nacht vom 11. zum 12. erheblich verstärkten Tiefs von 750 mm befand sich bei Riga; in seiner Umgebung herrschte ebenfalls trübes, regnerisches Wetter.

In Südosteuropa und dem Norden Skandinaviens bestanden Hochdruckgebiete über 765 mm, verbunden durch eine flache, von Breslau nach Karlstadt reichende Brücke, welche die beiden Tiefdruckgebiete in den unteren Schichten trennte. In dem südlichen Teil dieser schmalen Brücke verlief die Fahrt.

Bis zur Höhe von 2800 m zog der Ballon, unter dem Einfluß des westlichen Tiefs, in rein nördlicher Richtung. Bei 3000 m fand Drehung nach NNE statt; bereits von 3200 m an trat, unter der Einwirkung des nordöstlichen Tiefs, eine östliche Flugbahn ein, die bis zum Ende der Fahrt eingehalten wurde. Nur in Russisch-Polen herrschte in der untersten Schicht Windstille und kurz vor der Landung eine schwache Strömung aus Südost, die dem Hoch über Ungarn entstammte.

Aus den Beobachtungen ergibt sich für den Temperaturgang beim Aufstieg eine schwache Bodeninversion bis 350 m, darüber ein recht gleichmäßiger Abfall von 0,51° für 100 m bis zur Höhe von 3200 m. Hier trat der Ballon bei −9,2° in eine bis 3500 m reichende isotherme Schicht, unter der die scharfe Rechtsdrehung der Flugbahn einsetzte. Von 3500 m bis 5500 m nahm die Temperatur um 0,48° für 100 m ab.

Die relative Feuchtigkeit R_w (bezogen auf Sättigung über Wasser) betrug von 1000 bis 5500 m etwa 80 bis 90 Proz., in der isothermen Schicht 96 bis 100 Proz. Auch beim Abstieg, bereits auf russischem Gebiet, war diese feuchte isotherme Schicht mit −9,2° bei 3500 bis 3200 m vorhanden. Weiter abwärts nahm, offenbar unter der Einwirkung des südöstlichen Hochs, die Feuchtigkeit rasch ab und betrug bei 2100 m nur 3 Proz.; bis zur Landung schwankte sie zwischen 41 und 31 Proz. Die Werte für den Dampfdruck und R_w wurden berechnet auf Grund der Sprungschen Formel nach den Aspirationspsychrometertafeln des Kgl. Preuß. Meteorolog. Instituts (Braunschweig 1908), wobei darauf geachtet werden mußte, ob das feuchte Thermometer mit Wasser (w) oder Eis (e) bedeckt war; R_w ist dann durch Division des so erhaltenen Dampfdrucks durch das Spannkraftsmaximum über Wasser bei der Temperatur des trockenen Thermometers gewonnen.

Das Verhalten der relativen Feuchtigkeit R_e' (bezogen auf Sättigung über Eis), die in dem Eiskristallnebel meist größer als 100 Proz. war, ist charakteristisch für die beobachtete Wolkenart und beweist, daß Übersättigung in bezug auf Eis herrschte. Zur Berechnung der Werte für R_e wurde der herrschende Dampfdruck durch die maximale Dampfspannung über Eis, wie sie der Temperatur des trockenen Thermometers entsprach, dividiert. Das feuchte Thermometer zeigte höhere Temperaturen an als das trockene, wenn $R_e' > 100$ Proz. war.

Zu den photographischen Aufnahmen wurden eine gewöhnliche Taschenkamera (13,5 cm Brennweite, Blende $F:7{,}5$) und orthochromatische, lichthoffreie Platten (9×12 cm) benutzt, und zwar für Nr. 1 und 2 Chromoisorapidplatten (Agfa) für Nr. 3 und 4 Perorthoplatten Grünsiegel Antihalo (Perutz). Bei den Aufnahmen Nr. 2, 3 und 4 kam vor dem Objektiv eine Gelbscheibe mit dreifacher Belichtungsdauer zur Anwendung; Nr. 1 ist ohne Gelbscheibe aufgenommen und jedenfalls mit Rücksicht auf die lichtschwachen Außenteile der Säulen an der Untersonne überexponiert. Die Photogramme stellen dar:

Nr. 1. ($^1/_{25}$ Sekunde) Sonne und Untersonne, Abstand: 20,5°.
2. ($^1/_{25}$ Sekunde) Sonne und Untersonne, Abstand: 21°.
3. ($^1/_{25}$ Sekunde) Untersonne und unterer Teil des Halos von 22° Radius (im Original deutlich zu erkennen). Flußlauf in der Landschaft angedeutet. Abstand zwischen Sonne und Untersonne: 34°. Abstand zwischen Halo unten und Untersonne: 12°.
4. ($^1/_{50}$ Sekunde) Untersonne mit Seen und Flußlauf in der Landschaft. Abstand zwischen Sonne und Untersonne: 39°.

Die Ausmessung der Abstände zwischen Sonne, Untersonne und Halo auf den Photogrammen Nr. 1, 2 und 3 ergibt, unter Berücksichtigung der gleichzeitig erhaltenen Höhenmessungen an den Objekten selbst, übereinstimmend einen Wert von 0,47° = 28′ für 1 mm auf der Platte.

Die horizontale Breite der Untersonne ist auf

Nr. 1.	1,2 mm	= 34′
2.	1,3	36
3.	2,0	56
4.	1,8	50.

Die horizontale Verbreiterung des Untersonnenbildes gegenüber dem Sonnendurchmesser von 32,4′ ist also nicht erheblich und beträgt höchstens 12′ auf jeder Seite (Nr. 3).

Die vertikale Erstreckung der Untersonne mit ihren beiden Säulen ist auf

Nr. 1.	5(?) mm	= 2,3°(?)
2.	8	3,7
3.	7,5	3,5
4.	7	3,3.

Die Säulen sind in ihren inneren Teilen nahe an der Untersonne sehr lichtstark und gehen stetig in die Untersonne über. Nach außen nehmen sie schnell, aber stetig an Helligkeit ab. Bei der Ausmessung ihrer Länge bis zur äußersten Grenze der Sichtbarkeit auf den Photogrammen können naturgemäß die Zehntelmillimeter nicht mehr sicher angegeben werden.

Aus diesen Messungen folgt, daß die vertikale Erstreckung des Untersonnenbildes mit seinen beiden Säulen zwar wesentlich größer ist als die horizontale Verbreiterung. Jedoch wird die objektiv gemessene Länge je einer Säule, wenn man den Sonnendurchmesser von 32′ in Abzug bringt, nur 1,5°; der lichtstarke innere Teil der Säulen ist erheblich kürzer. Subjektiv wurde die Säulenlänge zu je $^3/_4$ bis 1° geschätzt.

Halle a. S., Physikal. Inst. der Universität, und Ilmenau, Wetterdienststelle, im Mai 1912.

(Eingegangen 18. Mai 1912.)

Luftelektrische Messungen während der Sonnenfinsternis am 17. April 1912.

Von Alois Brommer.

Der Einfluß einer Sonnenfinsternis auf den Elektrizitätsgehalt der Atmosphäre wurde schon vielfach[1]) untersucht. Die Beobachtungen ergaben aber meist sehr widersprechende Resultate[2]), so daß eine neuerliche Durchführung solcher Messungen während der diesjährigen Finsternis am 17. April von Wert erschien.

Ich mußte mich dabei beschränken auf die Bestimmung der Dichte der Ionen und auf Messungen bezüglich ihrer Beweglichkeit. Als Instrumentarium stand mir vom Institut für Radiumforschung in Wien ein Ebertscher Ionenaspirator mit einem Macheschen Vorschaltkondensator zur Verfügung, ein Wulfsches Elektrometer diente als Meßapparat.

Die Beobachtungen wurden am Sportplatz des Österreichischen Aeroklubs im k. k. Prater in Wien vorgenommen. Trotz der Nähe der Großstadt erscheint der Ort von störenden Einflüssen durch Rauch und Staub infolge der ausgedehnten Wiesenflächen der Umgebung so ziemlich gesichert.

Vor und nach den Messungen wurden sorgfältige Isolationsproben vorgenommen und die relativ recht unbedeutenden, stets gleichen Ladungsverluste entsprechend in Rechnung gezogen.

Die Beobachtungen wurden am Tage der Sonnenfinsternis in der Zeit von 9^h a. m. bis 5^h p. m. vorgenommen. Der erste Kontakt der (in Wien bloß partiellen) Finsternis erfolgte um $12^h\,9^m$, die größte Phase (0,82) um $1^h\,29^m$, das Ende trat um $2^h\,49^m$ ein. Am darauffolgenden Tage wurden Vergleichsbeobachtungen in der Zeit von $9^h\,30^m$ a. m. bis 4^h p. m. angestellt.

In Tabelle I sind die wichtigsten meteorologischen Daten für diese beiden Tage nach den Registrierungen der Zentralanstalt für Meteorologie (Wien, XIX, Hohe Warte) wiedergegeben. B = Barometerstand, F = relative Feuchtigkeit, T = Temperatur. Die in der zweiten und vierten Zeile angegebenen Werte wurden am Beobachtungsorte ermittelt. D = Dauer des Sonnenscheins, W = Richtung und Stärke des Windes.

Tabelle I.

	Tag	9h a.	10h	11h	Mittag	1h p.	2h	3h	4h	5h
B	17.	750,3	750,2	750,1	750,1	750,0	750,0	750,0	749,9	749,7
	18.	748,2	748,0	748,1	747,9	747,5	747,1	746,8	746,2	746,2
F	17.	62	50	54	53	55	61	59	59	59
	18.	76	64	62	61	56	52	54	56	59
T	17.	7,5	9,1	10,0	11,2	10,6	9,6	10,0	10,0	9,5
		7,4	8,8	9,8	11,0	10,2	9,2	10,0	9,8	9,4
	18.	7,9	9,3	8,9	9,4	10,3	10,4	10,3	10,0	9,4
			9,0	9,0	9,2	10,4	10,4	10,4	10,2	
D	17.	10	10	10	10	6	4	3	5	
	18.	10	10	10	7		7	9	9	
W	17.	ESE	ESE	ESE	ESE	ESE	ESE	ESE	ESE	
		20	19	22	24	26	21	19	20	
	18.	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	SSE	
		35	34	34	38	33	33	30	27	

1) Elster u. Geitel, Met. Zeitschr. **5**, 27, 1888; R. Ludewig, Wien. Sitzungsber. **108**, 2a, 436, 1899; Elster, diese Zeitschr. **2**, 66, 1900; S. Figee, diese Zeitschr. **5**, 803, 1904; W. v. Bemmelen, diese Zeitschr. **6**, 235, 1905; A. Gockel, diese Zeitschr. **6**, 617, 1905; H. Ebert, diese Zeitschr. **6**, 641, 1905; Elster u. Geitel, diese Zeitschr. **7**, 496, 1906; G. Le Cadet, C. R. **141**, 925, 1905; Ch. Nordmann, C. R. **142**, 40, 1906; E. R. v. Schweidler, Wien. Sitzungsber. **114**, 2a, 1705, 1906.

2) Näheres bei A. Brommer, Wien. Sitzungsber. **121**, 2a, Mai 1912.

Die Zentralanstalt liegt allerdings einige Kilometer vom Beobachtungsorte entfernt; immerhin aber dürfte die Annahme gerechtfertigt sein, daß die einzelnen meteorologischen Elemente an beiden Orten einen parallelen Gang aufweisen. Die Werte für die relative Feuchtigkeit dürften für die Praterniederung eine Erhöhung um etwa 5 Proz. erfahren.

Beide Beobachtungstage weisen, wie aus der Tabelle ersichtlich ist, so ziemlich den gleichen Witterungscharakter auf. Auch bezüglich der Bewölkung herrschten recht analoge Verhältnisse. Am 17. April war von $9^h\ 30^m$ a. an schwache Wolkenbildung bemerkbar, die sich am Mittag verstärkte (typische Kumuli), so daß das astronomische Phänomen nur im ersten Drittel ungestört zu beobachten war, um die Zeit der größten Verfinsterung war die Sonne nur für kurze Momente sichtbar und um $1^h\ 20^m$ p. verschwand sie hinter einer Wolkenbank. Erst um $3^h\ 30^m$ p. trat wieder allmähliche Aufklärung ein. Am 18. April herrschte bis gegen 11^h a. Sonnenschein, Bewölkung etwa 4, gegen Mittag Bewölkung 10 (Kumuli), von $2^h\ 30^m$ p. an klärt der Himmel auf.

Die beiden Tage eigneten sich also recht gut zu Vergleichsbeobachtungen.

In Tabelle II sind nunmehr die Messungsresultate wiedergegeben.

J_+ ist die in Form von Ionenladungen vorhandene Elektrizitätsmenge beiderlei Zeichens in elektrost. Einh. pro m^3,

Tabelle II.

	Beobachtungszeit (Mitteleurop. Zeit)	A	J_+	n_+	J_-	n_-	Q	q
			17. April.					
1	$9^h\ 43'$ — $9^h\ 53'$	—	—	—	0,512	1090		
2	$10^h\ 11'$ — $10^h\ 21'$	—	0,543	1160	—	—	0,031	1,06
3	$11^h\ 09'$ — $11^h\ 19'$	—	—	—	0,495	1060		
4	$12^h\ 20'$ — $12^h\ 30'$	0,09	0,368	780	—	—		
5	$12^h\ 50'$ — $1^h\ 00'$	0,43	—	—	0,234	500	0,134	1,57
6	$1^h\ 17'$ — $1^h\ 27'$	0,73	0,258	550	—	—	0,024	1,10
7	$1^h\ 46'$ — $1^h\ 56'$	0,59	—	—	0,219	470	0,039	1,18
8	$2^h\ 15'$ — $2^h\ 25'$	0,26	0,384	820	—	—	0,165	1,76
9	$2^h\ 44'$ — $2^h\ 54'$	—	—	—	0,542	1160	—0,158	0,71
10	$3^h\ 19'$ — $3^h\ 29'$	—	0,519	1110	—	—	0,003	1,01
11	$3^h\ 49'$ — $3^h\ 59'$	—	—	—	0,516	1100	0,002	1,00
12	$4^h\ 16'$ — $4^h\ 26'$	—	0,518	1100	—	—		
			18. April.					
1	$10^h\ 19'$ — $10^h\ 29'$	—	0,428	910	—	—		
2	$10^h\ 48'$ — $10^h\ 58'$	—	—	—	0,437	930	—0,009	0,98
3	$11^h\ 35'$ — $11^h\ 45'$	—	0,452	970	—	—		
4	$12^h\ 31'$ — $12^h\ 41'$	—	—	—	0,446	950		
5	$1^h\ 17'$ — $1^h\ 27'$	—	0,457	980	—	—		
6	$1^h\ 46'$ — $1^h\ 56'$	—	—	—	0,455	970	0,002	1,00
7	$2^h\ 31'$ — $2^h\ 41'$	—	0,454	970	—	—		
8	$3^h\ 01'$ — $3^h\ 11'$	—	—	—	0,418	900	0,036	1,09

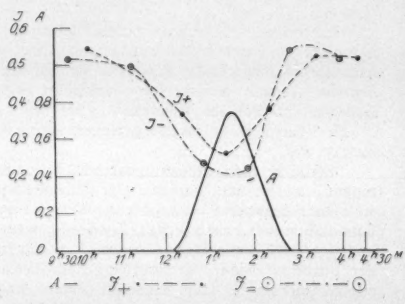
n = Ionenzahl in cm^3 (Elementarquantum $\varepsilon = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ elektrost. Einh.),

$$Q = J_+ - J_- \text{ und } q = \frac{J_+}{J_-}.$$

Für die beiden letztgenannten Größen wurden die Werte nur gerechnet, wenn die zugehörigen Beobachtungen beiläufig innerhalb 30 bis 40 Minuten vorgenommen worden waren. Diese Werte können, zumal während der Finsternis die Ionendichte raschen Veränderungen unterlag, keinen Anspruch auf Realität erheben, sondern nur zur beiläufigen Orientierung dienen.

Unter A ist der Ausfall der leuchtenden Fläche während der Finsternis angegeben, und zwar für den mittleren Zeitpunkt der betreffenden luftelektrischen Messung.

Die vor und nach der Finsternis erhaltenen Werte für J sind höher als die gewöhnlich angegebenen Mittelwerte von etwa 0,3—0,4 $\frac{\text{elektrost. Einh.}}{m^3}$. Die Divergenz ist aber für Einzelmessungen nicht auffallend. Besondere Beachtung verdient der inverse Gang der Ionendichte mit dem Grade der Verfinsterung. Sofort nach Beginn der Finsternis tritt eine merkliche Verminderung von J_+ ein, die zur Zeit der größten Phase mehr als 50 Proz. des ursprünglichen Wertes beträgt, mit zunehmender Aufdeckung der Sonne erfolgt wieder ein Ansteigen, so daß am Ende der Finsternis fast wieder die Anfangswerte erreicht werden. Aus der graphischen Darstellung (Figur) läßt sich die Regelmäßigkeit des Ganges schön ersehen.



Der Vergleichstag weist Werte für J_+ auf, die unter den vor und nach der Sonnenfinsternis gefundenen Zahlen liegen; ein ausgesprochener Gang, einer täglichen Periode entsprechend, ist nicht erkennbar.

Bemerkenswert erscheinen die großen Schwankungen von Q und q zu Beginn und gegen Ende der Finsternis.

Die Geschwindigkeit der Ionen wurde nach der Macheschen Methode bestimmt. Tabelle III gibt die Beobachtungsresultate für v_+ in $\frac{\text{cm sec}}{\text{Volt cm}}$ wieder.

Tabelle III.

	Beobachtungszeit	A	V_+	V_-
	17. April.			
1	$9^h\,58'-10^h\,08'$	—	—	0,69
2	$10^h\,31'-10^h\,41'$	—	0,64	—
3	$11^h\,29'-11^h\,39'$	—	—	0,67
4	$12^h\,36'-12^h\,46'$	0,34	0,62	—
5	$1^h\,04'-1^h\,14'$	0,02	—	0,58
6	$1^h\,32'-1^h\,42'$	0,74	0,57	—
7	$2^h\,01'-2^h\,11'$	0,44	—	0,55
8	$2^h\,30'-2^h\,40'$	0,14	0,56	—
9	$3^h\,00'-3^h\,10'$	—	—	0,57
10	$3^h\,35'-3^h\,45'$	—	0,55	—
11	$4^h\,04'-4^h\,14'$	—	—	0,56
12	$4^h\,32'-4^h\,42'$	—	0,55	—
	18. April.			
1	$10^h\,35'-10^h\,45'$	—	0,54	—
2	$11^h\,07'-11^h\,17'$	—	—	0,59
3	$11^h\,51'-12^h\,01'$	—	0,58	—
4	$12^h\,47'-12^h\,57'$	—	—	0,63
5	$1^h\,32'-1^h\,42'$	—	0,57	—
6	$2^h\,07'-2^h\,17'$	—	—	0,62
7	$2^h\,46'-2^h\,56'$	—	0,59	—
8	$3^h\,19'-3^h\,26'$	—	—	0,63

Die hier gefundenen Werte für v_+ sind zwar kleiner als die gewöhnlich angeführten Mittelwerte, zeigen aber eine gute Übereinstimmung mit den Ionengeschwindigkeiten, die V. Heß in den unfern vom Beobachtungsort gelegenen Donauauen fand; seine aus mehrmonatlichen Messungen gefundenen Mittelwerte betragen 0,55 bez. 0,59.

Während der Finsternis ist eine kleine Abnahme der Geschwindigkeit wahrnehmbar, welche nachträglich nicht wieder behoben wird. Bei den negativen Ionen kommt dies deutlicher zum Ausdruck als bei den positiven.

Der Vergleichstag weist geringere Schwankungen auf.

Überblickt man nun die gesamten Beobachtungen, so ist nur bezüglich der Ionendichte eine bemerkenswerte Verminderung während der Sonnenfinsternis konstatierbar. Da diese Schwankung große Gleichmäßigkeit aufweist und nach der Finsternis wieder die ursprünglichen Werte erreicht werden, so fällt es schwer, einen kausalen Zusammenhang vollständig abzulehnen. Im allgemeinen neigt man aber derzeit der Ansicht zu, daß wenigstens in den unteren Luftschichten kein direkter Einfluß der Sonnenstrahlung auf die Ionisation der Atmosphäre existiere. Da andererseits hier alle meteorologischen Elemente nur sehr wenig durch das astronomische Phänomen alteriert wurden, so versagen die gewöhnlichen Erklärungsversuche, welche die Erniedrigung der Werte für J als einen Sekundäreffekt ansehen, nämlich als eine Folge der mit der Verfinsterung verbundenen Temperaturerniedrigung, die hinwiederum eine Erhöhung der relativen Feuchtigkeit und damit eine Verminderung der Ionenbeweglichkeit bedingt. Letztere ist aber bei weitem geringer, als daß sie einen so markanten Effekt hervorbringen könnte; schließlich ließe sich dadurch auch nicht der Anstieg der Ionenzahlen nach der Finsternis erklären, da die v ihre kleinen Werte beibehalten. Man könnte höchstens auf den störenden Einfluß der Bewölkung, die vielfach eine Herabminderung der Ionendichte bedingt, hinweisen; darauf ist zu erwidern, daß der Vergleichstag trotz stark wechselnder Bewölkung keinen ähnlichen Gang aufweist und daß die Werte für J noch bei dichter Bewölkung nach der Finsternis eine merkliche Erhöhung erfahren. Es könnten schließlich eventuell auch lokale Störungen wirksam gewesen sein, die ja bei luftelektrischen Messungen nie ausgeschlossen sind, die aber wohl kaum einen so regelmäßigen Effekt bedingt hätten und auch bei den Beweglichkeitsbeobachtungen zutage getreten wären.

Wenn man auch aus einer geringen Anzahl von Einzelmessungen keine weitgehenden Schlüsse ziehen darf, so erscheint mir doch ein engerer Zusammenhang zwischen der Finsternis und der Ionendichte nicht völlig abweisbar zu sein.

Zur weiteren Aufklärung müssen die eventuell an anderen Orten angestellten Beobachtungen abgewartet werden.

Wien, Institut für Radiumforschung.

(Eingegangen 28. Mai 1912.)

Selenzelle hoher Empfindlichkeit.

Von W. S. Gripenberg.

Man hat schon öfters die Vermutung ausgesprochen, daß in sehr dünnen Selenschichten (etwa 100 $\mu\mu$ Dicke) die Widerstandsänderungen erheblich größer sein müßten, als sie in den bisher hergestellten Selenzellen vorkamen. Der experimentellen Prüfung dieser Ansicht stand bisher der Umstand entgegen, daß auf Glas niedergeschlagene amorphe Selenschichten (von weniger als 5—1 μ Dicke) beim Erhitzen, bevor die Kristallisation einsetzt, in kleine Tropfen zusammenlaufen; meistens schon bei 60—100°C.

Die Kohärenz dünner Schichten bis zur Kristallisation zu bewahren, gelang mir (im Dezember 1911) auf folgende Weise: Die amorphe Selenschicht wird mit einem Firnis überzogen; nach sorgfältiger Trocknung desselben wird die Sensi-

bilisation wie gewöhnlich ausgeführt (1,5 bis 3 Stunden auf 180—200° C). Das Verfahren schlägt nie fehl; jedenfalls ist es brauchbar für Schichten von 1000—30 $\mu\mu$ Dicke und natürlich beliebig großer Oberfläche.

Einen hierzu geeigneten Firnis stellt Zapon-lack dar; zwar soll Zelluloid bei 180—200° etwas plastisch sein. Jedoch habe ich, wie erwähnt, keine unangenehmen Folgen davon verspürt. Nach dem Erhitzen erhält die Zelluloidschicht eine schwach gelbbraune Färbung und zeigt im reflektierten Lichte lebhafte Farben dünner Blättchen.

Von den Methoden, dünne Schichten amorphen Selens auf Glas niederzuschlagen, ist, meiner Erfahrung nach, diejenige durch Kathodenzerstäubung im hohen Vakuum allen anderen weit überlegen.

Angeregt von Trowbridge versuchte Longden[1]) dieses Verfahren für die Herstellung von Selenzellen auszunutzen. Später studierte Pfund[2]) die Frage.

Um den hohen Widerstand dieser dünnen Schichten einigermaßen zu kompensieren, verwende ich Zellen mit geringem Elektrodenabstande — 0,045 mm — und dicht aneinander gereihten Elektroden — 13 pro Millimeter. Eine Glasplatte, 1 × 20 × 10 mm, wird mit einer Goldschicht von etwa 200 $\mu\mu$ Dicke überzogen und dann die Elektroden mittels Teilmaschine ausgeschnitten. Die Gitteroberfläche ist 7 × 7 mm² groß.

Bei Verwendung einer Selenplatte, die im amorphen Zustande bei der dicksten Stelle in der Mitte grünlichblau 3. Ordnung (im reflektierten weißen Lichte senkrechter Inzidenz) und am Rande dieselbe Farbe 2. Ordnung aufwies, erhielt ich eine Zelle, welche, dicht an eine kleine Öllampe gebracht, ihre Leitfähigkeit auf den 600—1000-fachen Betrag vermehrte. Die Lampe hatte gelbliches Licht; Flamme 4,5 cm hoch, 1,7 cm breit. 30 cm von der Lampe war die Leitfähigkeit 60-fach, 20 cm 110-fach, 10 cm 300-fach.

Der Widerstand der Zelle im Dunkeln lag zwischen 600 und 1000 Millionen Ohm; bei stärkster Belichtung 1 Million Ohm.

Beim Vergleich dieser Widerstände mit denjenigen von Zellen mit größerer Schichtdicke, 4000—600 $\mu\mu$, hergestellt durch Pressen von geschmolzenem Selen zwischen Spiegelglasplatten, finde ich jene unverhältnismäßig hoch, besonders die Dunkelwiderstände. Ob die Ursache in einem möglichen schichtweisen Aufbau der durch Kathodenzerstäubung hergestellten Selenschichten besteht oder rein chemischer Natur ist, bleibt einstweilen unentschieden.

Zusammenfassung.

Es wird experimentell nachgewiesen, daß die durch Belichtung einer Platte aus kristallinischem Selen hervorgerufene Leitfähigkeitserhöhung nahezu den 1000-fachen Betrag der Dunkelleitfähigkeit ausmachen kann, wenn die Dicke der Platte von der Größenordnung 100 $\mu\mu$ ist.

Nachtrag bei der Korrektur. Die Zelle wurde in eine Fassung, bestehend aus einer kleinen Schraubenpresse, gebracht, wodurch ein Druck von einigen Kilogrammen die *Se*-Platte gegen die Elektroden preßt (Scientif. Amer. 1910, 19. Februar). Nach 14 Tagen sind Leitfähigkeit im Dunkeln und im Lichte auf den fünffachen Betrag gestiegen (17. Juni). — Die Zelle ist auch für stärkeres Licht, als oben angegeben, gut empfindlich. — Während fünf Monate nach Erscheinen dieser Mitteilung steht eine Zelle Interessenten, unter gewissen Bedingungen, leihweise zur Verfügung.

Masaby (Finnland), 1. Juni 1912.

(Eingegangen 5. Juni 1912.)

1) Americ. Journ. Sci. 1899—1900.
2) Diese Zeitschr. 10, 340, 1909.

BESPRECHUNGEN.

H. Weber, Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik. Nach Riemanns Vorlesungen in fünfter Auflage bearbeitet. Zweiter Band. gr. 8. XV u. 575 S. mit 95 eingedruckten Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1911. Geheftet M. 15.—, geb. M. 16.80

Ein Jahr nach dem Erscheinen der Neuauflage des ersten Bandes ist der zweite herausgekommen, in entsprechender Weise erweitert und ergänzt. Zu einzelnen Abschnitten sind Paragraphen hinzugefügt worden und der Abschnitt über die Riemannsche Theorie der unstetigen Luftschwingungen hat eine eingreifende Umarbeitung erfahren; durch die neue Darstellung dieser Theorie soll den Einwänden, die gegen sie erhoben worden sind, begegnet werden. Die Lehre von den Integralgleichungen, die bereits in der Neuauflage des ersten Bandes bei der Darstellung der Potentialtheorie berücksichtigt worden ist, wird im vorliegenden Bande bei der Theorie der schwingenden Membran herangezogen. Bei dem speziellen Charakter der behandelten Probleme ist die Integralgleichungstheorie, welche im wesentlichen nur allgemeine Existenz- und Entwicklungstheoreme liefert, von geringem Nutzen, und daraus mag es sich erklären, daß der Herausgeber auf eine systematische Verwendung derselben, durch welche sich das Buch zu weit von dem Riemannschen Original entfernt hätte, verzichtet hat.

Die neueste Entwicklung der Elektrodynamik ist dadurch berücksichtigt, daß einige Paragraphen über Elektronentheorie und ein ganzer Abschnitt über Relativität eingefügt sind. Die ersteren, die von Herrn R. Gans stammen, schließen sich an die Theorie der elektrischen Schwingungen an und enthalten nach einer knappen Aufstellung der Lorentzschen Grundgleichungen die Theorie der retardierten Potentiale und einige einfache Anwendungen davon. Der Abschnitt über Relativität, zu dem der Sohn des Herausgebers, Herr R. H. Weber in Rostock, einen Beitrag über den Michelsonschen Versuch geliefert hat, ist ohne Benutzung einer speziellen Vektorsymbolik geschrieben; er führt von der Aufstellung der Lorentz-Transformation auf Grund der Einsteinschen Postulate bis zur Ableitung der Grundgleichungen der Elektrodynamik bewegter Körper nach Minkowski.

Die Eigenart des beliebten Buches ist auch in der neuen, erweiterten Form gewahrt geblieben.

M. Born.

P. Drude, Précis d'optique. Refondu et complété par M. Boll. Préface de P. Langevin. Tome I. Optique géometrique. — Optique ondulatoire. gr. 8. X u. 375 S. mit 168 Figuren. Paris, Gauthier-Villars, Quai des Grands-Augustins, 55. 1911. Fr. 12.—

Hiermit liegt die erste Hälfte von P. Drudes „Lehrbuch der Optik" in französischer Übersetzung vor. Der bisher erschienene erste Band umfaßt die geometrische Optik und die Undulationstheorie.

Die beiden deutschen Auflagen sind bereits in dieser Zeitschrift eingehend besprochen. Die französische unterscheidet sich von ihnen hauptsächlich durch die etwa doppelt so große Zahl der Abbildungen. Einige sachliche Zusätze bezw. Erweiterungen betreffen die Theorie der Prismen und Gitter, der Kaustiken, die Lokalisation der Interferenzstreifen (Raveau), ferner die Darstellung der Methoden der Photometrie und Spektroskopie, und die photographischen Objektive (in Fig. 71—73 sind ihre Namen vertauscht). Ferner ist der Auseinandersetzung über Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit mehr Raum gegeben.

Försterling.

Berichtigung.

Die Abhandlung Ionenbeweglichkeit in Gasen (diese Zeitschr. 12. 575—580 und 666—671, 1911) enthält S. 578 einen Zahlenfehler, welcher die Anwendung der Gleichungen (11) und (12) daselbst stört.

Der Zähler dieser beiden Gleichungen soll lauten: $5.11 \cdot 10^{-11}$ (statt $1{,}409 \cdot 10^{-12}$). Gleichung (10) ist noch richtig.

Freiburg i. B., 10. Juni 1912. M. Reinganum.

Tagesereignisse.

Die Schweizerische Naturforschende Gesellschaft wird ihre diesjährige 95. Jahresversammlung vom 8. bis 11. September 1912 in Altdorf (Kanton Uri) abhalten. Aus dem vorläufigen Programm erwähnen wir: Professor Dr. J. de Kowalski (Freiburg): Strahlung und Materie; Professor Dr. Wiechert (Göttingen): Luftelektrische Forschungen und ihre Ergebnisse; Professor G. Bertrand (Paris): La composition chimique élémentaire des êtres vivants; Professor Dr. Weiß (Zürich): Atomes et molécules à la lumière de recherches magnétiques récentes.

Ferienkurse über flüssige Kristalle von O. Lehmann. Der oben Genannte, welcher sich gegenüber dem einsam inmitten ausgedehnter Waldungen an der Biberach in der Nähe der Hornisgrinde in 730 m Höhe gelegenen Kurhaus Hundsbach (Post Bühl-Sand, Zugang am bequemsten von Baden-Baden oder Bühl mit Verkehrsautomobil nach Hundseck, oder zu Fuß [4 Std.] von Station Forbach) ein privates Ferienlaboratorium eingerichtet hat, demonstriert und erklärt Gästen des Kurhauses, welche Interesse an flüssigen Kristallen haben, nach Übereinkunft, an regnerischen Tagen in einem besonders für diesen Zweck reservierten Zimmer des Kurhauses die wichtigsten Erscheinungen. Auf Wunsch finden bei schönem Wetter Exkursionen nach Karlsruhe zur Vorführung solcher Demonstrationen statt, welche die Hilfsmittel des dortigen physikalischen Instituts erfordern. Ein vermietbares Laboratorium für ausgedehntere selbständige Untersuchungen (auch auf anderen Gebieten der Physik) mit eigener 10perdiger, durch Wasserkraft betriebener elektrischer Anlage in einem besonderen, einsam auf felsigem Untergrund, weit entfernt von staubigen Straßen, elektrischen Bahnen und sonstigen störenden Betrieben gelegenen Häuschen, welches auch Wohngelegenheit bietet, ist im Bau begriffen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Dozent der Chemie an der Universität Oxford Dr. H. Brereton Baker zum Professor für Chemie am Imperial College of Science and Technology in South-Kensington-London (an Stelle von Sir Edward Thorpe), Dr. H. Lee Ward vom Swarthmore College Pa. zum Dozenten für Chemie an der Wesleyan University in Middletown, der Lecturer an der University of Aberdeen und am Aberdeen and North of Scotland College of Agriculture James Hendrick zum ord. Professor der Agrikulturchemie an der University of Aberdeen, Dr. Victor C. Myers zum Professor der medizinischen Chemie an der New York Post-Graduate Medical School and Hospital, der Privatdozent an der Universität Wien Dr. Felix Ehrenhaft zum a. o. Professor der Physik an derselben Hochschule, der Privatdozent an der Universität Moskau Dr. Johannes (Ivan) Stepanovic Plotnikov zum ord. Professor der anorganischen und physikalischen Chemie an der gleichen Universität.

Verliehen: Dem beständigen Sekretär der mathematisch-physikalischen Klasse der Preuß. Akademie der Wissenschaften und Astronom der Akademie Wirkl. Geh. Oberregierungsrat Professor Dr. Arthur Auwers der erbliche Adel, dem ord. Professor der Physik an der Universität Kiel Dr. Leonhard Weber der Titel Geh. Regierungsrat, den Privatdozenten für Chemie an der Hochschule für Bodenkultur in Wien Dr. Richard Fanto und Dr. Milan Josef Stritar der Titel Professor.

Gestorben: Der ord. Professor der Agrikulturchemie an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich Dr. Ernst Schulze.

Gesuche.

Junger Physiker und Mathematiker

(in beiden Fächern geprüft) mit abgeschlossener Hochschulbildung, der sich hauptsächlich für Optik und verwandte Gebiete interessiert, **sucht** Stellung im Laboratorium eines physikalischen Institutes, ev. auch in einem entsprechenden Wirkungskreise. Gefl. Offerten wollen unter **J. W.** an den Verlag der Zeitschrift gerichtet werden.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Fig. 1.

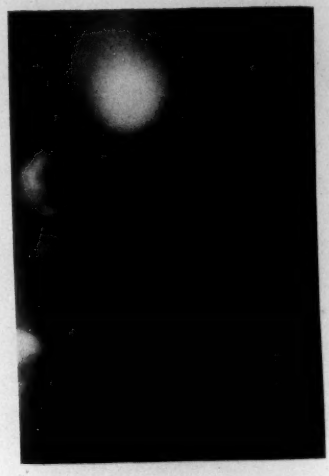


Fig. 2.

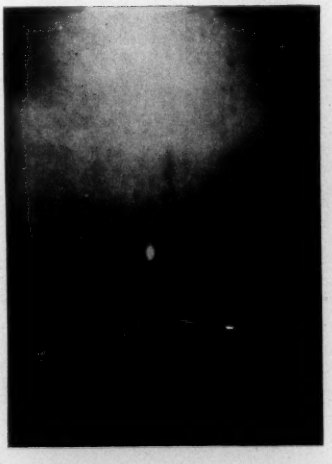


Fig. 3.

Fig. 4.

(Der Maßstab der Figuren ist $^4/_5$ von dem der Originalaufnahmen.)

Albert Wigand und Friedrich Schwab, Über die Untersonne und den Sonnenhalo von 22° Radius, mit Messungen und photographischen Aufnahmen vom Ballon aus.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.